Über die Intensität der *K*-Linien des Röntgenspektrums in Abhängigkeit von der Ordnungszahl

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der Philosophischen Fakultät

der Friedrich Wilhelms-Universität zu Berlin

Von

Heinz-Theodor Meyer

aus Berlin-Spandau

Tag der Promotion 5. März 1929

Verlagsbuchhandlung Julius Springer in Berlin · 1929

6062

Referenten:
Prof. Dr. M. von Laue, Prof. Dr. A. Wehnelt

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meiner lieben Frau gewidmet

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung.

1. Ursprung der K-Linien.
2. Zweck der vorliegenden Arbeit.
3. Bisher vorliegende experimentelle Arbeiten.

II. Die Meßmethode.

III. Beschreibung der Apparatur.

1. Der Spektrograph.
2. Das Röntgenrohr.
   a) Beschreibung des Röntgenrohres.
   b) Betrieb des Röntgenrohres.
3. Die Photometriereinrichtung.
   a) Die Beleuchtungslampe.
   b) Der Photometerspalt.
   c) Der Photometerschlitten.
   d) Die Photozelle.

IV. Der Gang der Messungen.

1. Das Aufnahmeverfahren.
   a) Das Antikathodenmaterial.
   b) Die Kathode.
2. Die Belichtung der Platten.
3. Die Entwicklung der Platten.
4. Auswertung der photographischen Platten durch die Kornzählungsmethode.
5. Die Photometriermethode.
   a) Allgemeines.
   b) Aufnahme der Schwärzungskurve mit rotierendem Sektor.
      α) Allgemeines.
      β) Der rotierende Sektor.
   c) Einfluß der Breite der Belichtungsfelder auf die Schwärzungskurve.

V. Resultate.

Auswertung der Spektren.

VI. Fehlerquellen und ihre Berichtigungen.

1. Die Absorption im Röntgenrohr.
2. Die Absorption außerhalb des Röntgenrohres.
   a) Die Absorption in Luft.
   b) Die Absorption im Al-Fenster.
   c) Die Absorption im Papier.
3. Die Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte.
4. Das Reflexionsvermögen des Drehkristalles.
5. Photometrierfehler.
6. Einfluß der einzelnen Korrekturen.

VII. Diskussion der Ergebnisse.

VIII. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

1. Ursprung der K-Linien.

Nach der Vorstellung, die wir heute von der Entstehung der Linien des Röntgenspektrums haben, entstehen die Linien der K-Serie dadurch, daß durch Anregung aus dem innersten Elektronenring des Atoms, dem K-Ring, ein Elektron entfernt und durch Elektronen aus den weiter außen liegenden Elektronenringen bzw. ihren verschiedenen Unterniveaus, ersetzt wird. Die den einzelnen Linien entsprechenden Elektronensprünge sind in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellt:

Ursprung:	J
$\alpha_1 = L_{III} \ldots\ldots\ldots K$	100
$\alpha_2 = L_{II} \ldots\ldots\ldots K$	50
$\beta_1 = \begin{cases} M_{III} \ldots\ldots\ldots K \\ M_{II} \ldots\ldots\ldots K \end{cases}$	35
$\beta_2 = \begin{cases} N_{III} \ldots\ldots\ldots K \\ N_{II} \ldots\ldots\ldots K \end{cases}$	15

Die Intensität der Linien ist u. a. abhängig von der Besetzungszahl der Niveaus. Unter J sind in der Tabelle die geschätzten Intensitäten nach Siegbahn angegeben.

2. Zweck der vorliegenden Arbeit.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit war, zu untersuchen, ob sich mit wachsender Kernladungszahl das relative Intensitätsverhältnis zwischen den einzelnen Linien ändert und in welchen Grenzen. Während im L-Gebiet des Röntgenspektrums in dieser Richtung schon viel Material vorlag, fehlten im K-Gebiet systematische Messungen der relativen Intensitätsverhältnisse der Linien untereinander in Abhängigkeit von der Ordnungszahl fast gänzlich.

3. Bisher vorliegende experimentelle Arbeiten.

Die hauptsächlichsten Arbeiten auf dem Gebiet der Intensitätsmessung der K-Linien des Röntgenspektrums und ihre experimentellen Ergebnisse waren bei Beginn dieser Arbeit kurz folgende:

Von Axel Jönsson[1]) wurde mit Hilfe der Geigerschen Spitzenkammer das Intensitätsverhältnis von Cu $\alpha_1 : \alpha_2 = 100 : 50{,}5$ gefunden. Von Siegbahn und Žáček wurden die Elemente Zn, Cu, Fe untersucht und hierbei die in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellten mittleren relativen Intensitätsverhältnisse gefunden:

Element	$\frac{\alpha_2}{\alpha_1}100$	$\frac{\beta_1}{\alpha_1}100$
Zn	$50{,}0 \pm 12$ %	29
Cu	$51{,}7 \pm 10$ %	25,5
Fe	$49{,}8 \pm 4{,}8$ %	

Bei den Messungen von Siegbahn und Žáček war die Breite des Photometerspaltes größer als die wahre Linienbreite, was auch aus den veröffentlichten Photometerkurven hervorgeht. In diesem Umstande liegt eine Fehlerquelle, die nicht vernachlässigt werden durfte. Die Spektralaufnahmen wurden mit einer rotierenden Sektorenscheibe gemacht, durch deren verschieden große Ausschnitte die Spektrallinien in einem den Ausschnitten der Scheibe entsprechenden Intensitätsverhältnis stufenförmig belichtet wurden. Die Bestimmung des relativen Intensitätsverhältnisses zweier Linien geschah durch photometrisches Aufsuchen von Stellen gleicher Schwärzung an den beiden Vergleichslinien, evtl. mittels Interpolation.

Voraussetzung für dieses Vergleichsverfahren ist, daß sich die Intensität der Strahlung längs einer Spektrallinie nicht ändert, was schwer zu erreichen ist.

Aus der Mitteilung von Siegbahn und Žáček[2]) ist nicht ganz ersichtlich, wie die Schwärzung des kontinuierlichen Spektrums bzw. der durch Entwickeln entstandene Schleier bei der Photometrierung bewertet wurden.

Bei den Messungen mit dem Registrierphotometer scheinen die Ausschläge am Galvanometer den Intensitäten proportional gesetzt worden zu sein, was aber nur im Gebiet kleiner Schwärzungen zulässig ist.

Bei den von Siegbahn und Žáček selbst angegebenen Fehlergrenzen scheint die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit und den Messungen von Siegbahn und Žáček nicht auffällig zu sein.

Weitere Intensitätsmessungen im K-Gebiet wurden von Woo[3]) gemacht. Woo benutzte zu seinen Messungen eine Ionisationskammer und untersuchte das relative

[1]) A. Jönsson: Z. Phys. Bd. 36, S. 426.
[2]) M. Siegbahn und A. Žáček: Ann. Phys. Bd. 71, S. 187. 1923.
[3]) Y. H. Woo: Phys. Rev. Bd. 28, S. 427. 1926.

Intensitätsverhältnis der K-Linien verschiedener Elemente zwischen Zn (30) und J (53) in der 3. und 4. Ordnung. Die Ergebnisse seiner Messungen sind in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellt.

Element	Ordnung	$\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ 100
Zn	3.	50,0
As	3.	50,5
Sr	4.	51,1
Zr	4.	51,1
Mo	4.	50,0
Ag	2.	48,6
Sn	4.	50,0
J	4.	48,8

Von S. K. Allison und A. H. Armstrong[1]) wurden die Wellenlängen und die relativen Intensitätsverhältnisse der K-Linien von Mo untersucht. Die Verfasser fanden für $\beta_1 : \beta_2$ das Intensitätsverhältnis $7{,}7 : 1 \left(\frac{\beta_2}{\beta_1} \cdot 100 = 13{,}0\right)$.

In einer anderen Arbeit[2]) wurden von denselben Verfassern die relativen Intensitätsverhältnisse der $K\beta_1$- und $K\beta_2$-Linien von W, Rh, Mo und Cu mitgeteilt, die mit einer Ionisationskammer gemessen wurden. Die bei diesen Messungen gefundenen Werte sind in der nachstehenden Tabelle zusammengestellt. Der Intensitätswert von β_2 ist in dieser Zusammenstellung stets gleich 1 gesetzt:

Verfasser	W	Rh	Mo	Cu
Duane und Stenström	2,3	—	—	—
Duane und Hu, 1919	—	6,7	—	—
Allison und Armstrong . . .	—	—	7,7	41 (?)

Die Werte der Tabelle geben nur das direkte, mit der Ionisationskammer gemessene Intensitätsverhältnis der beiden Linien wieder. Den mitgeteilten Kurven nach zu urteilen, ist eine Berichtigung der Werte für Absorption in der zwischen der Ionisationskammer und dem Röntgenrohr befindlichen Luftschicht, sowie in dem Fenster des Röntgenrohres, wohl wegen des kleinen Wellenlängenunterschiedes der Vergleichslinien, nicht gemacht worden.

II. Die Meßmethode.

Für die vorliegenden Untersuchungen wurde die photographische Methode gewählt, die gegenüber anderen, wie z. B. der Ionisationsmethode oder der Zählung von α-Teilchen mit der Geigerschen Spitzenkammer, viele Vorteile aufzuweisen hat. Der größte Vorteil der photographischen Methode liegt darin, daß sie es ermöglicht, einmal gemachte Messungen nachträglich zu prüfen, die Spektren zu reproduzieren und die Intensitätsverteilung im Linienspektrum über einen so großen Zeitraum zu integrieren, daß die Messungen praktisch unabhängig von geringen Schwankungen der Intensität der Röntgenstrahlen während der Aufnahme des Spektrums werden.

Der Gang dieser Methode war folgender: Es wurden zunächst mit einem Braggschen Röntgenspektrographen die K-Spektren aufgenommen, dann wurden die photographischen Platten entwickelt und schließlich wurden die relativen Intensitäten der Linien durch Kornzählung oder durch photometrisches Ausmessen der Schwärzungen mit einer für diesen Zweck besonders angefertigten Photometriereinrichtung bestimmt. Unter der relativen Intensität einer Linie soll ihre höchste Erhebung über dem kontinuierlichen Spektrum (Spektralgrund) verstanden werden, wobei eine gleiche Linienbreite bei den K-Linien desselben Elementes vorausgesetzt wird. Diese

[1]) S. K. Allison und A. H. Armstrong: Phys. Rev. (2) Bd. 26, Nr. 6, S. 701—713. 1925.
[2]) S. K. Allison und A. H. Armstrong: Phys. Rev. Bd. 26, S. 714—723. 1925.

Annahme erscheint nach den bisher über Linien-Intensitätsmessungen im Röntgenspektrum vorliegenden Arbeiten[1]) als unbedenklich.

Auch durch die von mir bei verschiedenen Elementen aufgenommenen genauen Photometerkurven wird die Annahme gleicher Linienbreite bei den K-Linien desselben Elementes durchaus gerechtfertigt. Es brauchten daher in der vorliegenden Arbeit zur Bestimmung der relativen Intensitäten der Linien zueinander nur die maximalen Werte ihrer Erhebung über dem Spektralgrund gemessen zu werden. Sämtliche Spektralaufnahmen wurden bei gleicher Spannung gemacht (33 kV).

In neuerer Zeit sind verschiedene Arbeiten veröffentlicht worden, die sich mit Intensitätsmessungen der Röntgenspektrallinien in Abhängigkeit von der Spannung befassen. Hiervon seien erwähnt die Arbeiten von Webster und Clark[2]), B. A. Wooten[3]), Kettmann[4]), Stumpen[5]), Nasledow und Scharawsky[6]) und Axel Jönsson[7]). Das Ergebnis der vorstehend angeführten Arbeiten läßt sich dahin zusammenfassen, daß bei Röntgenspektrallinien mit derselben Anregungsgrenze das relative Intensitätsverhältnis der Linien zueinander unabhängig von der Spannung ist. Eine Ausnahme von dieser Regel fand Axel Jönsson allerdings bei den K-Linien von Al, jedoch dürfte diese Abweichung auf besondere Ursachen zurückzuführen sein.

III. Beschreibung der Apparatur.

Für die Aufnahmen wurde ein Braggscher Röntgenspektrograph und eine Metallröntgenröhre, beide nach einer von O. Berg angegebenen Konstruktion, verwendet.

1. Der Spektrograph.

Der in Bild 1 dargestellte Spektrograph besaß eine Anordnung von drei verstellbaren Spalten aus Messing von 6,0 mm Dicke. Der Spalt Nr. 1, der sich unmittelbar vor dem Fenster der Röntgenröhre befand und der für die Breite der Spektrallinien maßgebend war, wurde bei den für die vorliegenden Untersuchungen gemachten Spektralaufnahmen auf eine Breite von 0,05 mm eingestellt, um möglichst schmale Linien zu bekommen. Hinter der auf der Abbildung deutlich sichtbaren Stütze befanden sich, durch ein Messingrohr mit dem Spalt Nr. 1 verbunden, zwei

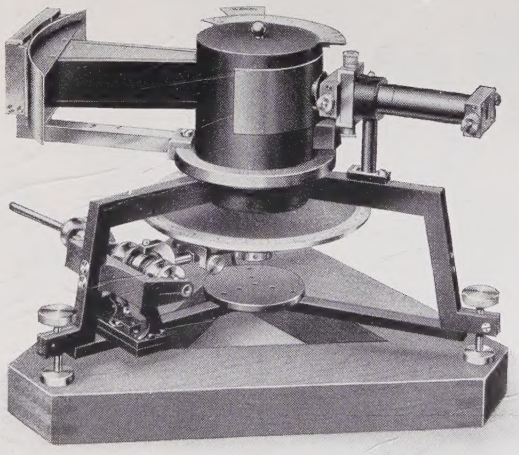

Bild 1. Der Röntgenspektrograph, geschlossen.

[1]) W. Ehrenberg und H. Mark: Über die natürliche Breite der Röntgen-Emissionslinien I. Z. Phys. Bd. 42, S. 807. 1927. — W. Ehrenberg und G. Susich: Über die natürliche Breite der Röntgen-Emissionslinien II. Z. Phys. Bd. 42, S. 823. 1927.

[2]) D. L. Webster und H. Clark: Phys. Rev. Bd. 8, S. 528. 1916, dsgl. Bd. 9, S. 571, 1917.

[3]) B. A. Wooten: Phys. Rev. Bd. 13, S. 71. 1919.

[4]) G. Kettmann: Z. Phys. Bd. 18, S. 359. 1923.

[5]) H. Stumpen: Z. Phys. Bd. 36, S. 1. 1926.

[6]) D. Nasleow und P. Scharawsky: Z. Pys. Bd. 43, S. 431. 1927.

[7]) Axel Jönsson: Z. Phys. Bd. 43, S. 845. 1927.

weitere Spalte von der gleichen Ausführung, von denen der eine parallel zum Spalt Nr. 1 gerichtet und der andere um 90° dagegen versetzt war. Diese beiden Spalte hatten den Zweck, das durch den Spalt Nr. 1 austretende Röntgenstrahlenbündel seitlich und von oben und unten soweit zu begrenzen, daß das Maximum der Röntgenstrahlen den Kristall genau in der Drehachse traf.

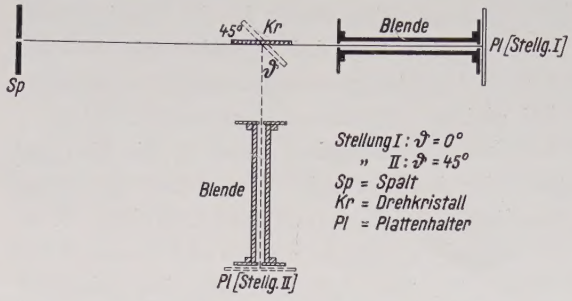

Bild 2. Schematische Darstellung der Anordnung der Streustrahlenblende.

Zum Schutze gegen Streustrahlung diente eine rotierende Blende von verstellbarer Weite, die durch eine einfache Zahnkranzübertragung mit der doppelten Geschwindigkeit gedreht wurde wie der Kristall, so daß also ihre Öffnung, einmal genau justiert, stets dem reflektierten Strahl entsprach. Vgl. Bild 2.

Diese Streustrahlenblende ermöglichte es, die Wirkung der Streuung der eingestrahlten Röntgenenergie durch den reflektierenden Kristall auf die photographische Platte fast vollkommen zu beseitigen.

Als Drehkristall wurde Steinsalz (NaCl) verwendet. Eine größere Anzahl von Kristallen wurde auf ihre Eignung für diese Untersuchungen auf folgende Weise geprüft:

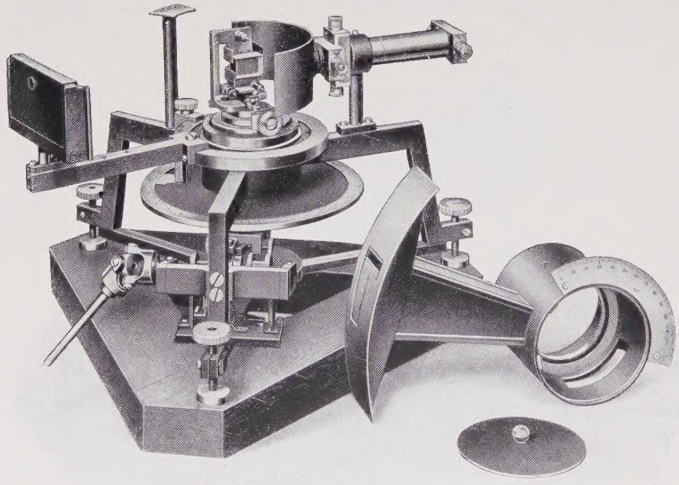

Bild 3. Der Röntgenspektrograph, geöffnet. Im Vordergrunde rechts die Streustrahlenblende, davor der Deckel zum Verschluß derselben.

Der Kristallhalter besaß einen Rahmen mit drei verstellbaren Stahlspitzen, wie dies auf dem Bild 3 erkennbar ist. Diese drei Stahlspitzen wurden zunächst mit Hilfe eines Mikroskopes mit Fadenkreuz so einjustiert, daß die Drehachse des Kristallhalters genau in die durch die drei Spitzen bestimmte Ebene fiel. Nachdem so die Spiegelebene für den Kristall festgelegt war, brauchte man nur eine Spiegelglasplatte durch einen Gummiring gegen die Spitzen zu drücken und konnte dann sehr leicht einen Kristall mit Hilfe der zur Befestigung des Kristalls vorgesehenen Klammern, die ebenfalls auf der Abbildung sichtbar sind, in der durch die drei Stahlspitzen bestimmten Spiegelebene durch leichtes Andrücken an die Glasplatte justieren.

Nachdem es durch diese einfache Anordnung ermöglicht war, in kurzer Zeit die Kristalle auszuwechseln, ohne die Justierung der Spalte ändern zu müssen, wurde der Kristallhalter so eingestellt, daß bei Verwendung von Steinsalz der Reflexionswinkel der Wellenlänge der K-α-Linien des Cu entsprach, das als Antikathode verwendet wurde. Dann wurden der Reihe nach mit verschiedenen fest eingestellten Kristallen

die Cu-α-Linien aufgenommen. Der Kristall, bei dessen Verwendung die Linien am klarsten und schärfsten auf der photographischen Platte hervortraten und bei dem auch der neben den Linien noch sichtbare Teil des kontinuierlichen Spektrums keine von einer unregelmäßigen Struktur der Kristallebene (Spaltfläche) herrührenden Streifen zeigte, wurde dann für diese Untersuchungen verwendet.

Die Entfernung Spalt Nr. 1 — Kristall und Kristall — photographische Platte, die in Verbindung mit der Gitterkonstanten des Drehkristalles die Dispersion des Spektrographen bestimmt, betrug je 180 mm.

Um die Drehung des Kristalles so gleichmäßig wie möglich vor sich gehen zu lassen, wurde ein kleiner Elektromotor für 220 V als Nebenschlußmotor in der Weise verwendet, daß an das Feld eine Spannung von 110 V und an den Anker eine Spannung von 20 V gelegt wurde. Der durch diese Anordnung schon an und für sich erzielte langsame Gang des Motors von etwa 200 Umdr./min wurde noch durch ein Schneckengetriebe von einem Übersetzungsverhältnis von 200 : 1 auf etwa 1 Umdr./min herabgesetzt. Mit dieser Umdrehungsgeschwindigkeit wurde eine Spindel angetrieben, auf der sich eine Schraubenmutter befand. Diese Schraubenmutter stand in Verbindung mit einem Hebel, der am Kristallhalter befestigt war und bei Drehung der Spindel die Drehung des Kristalles bewirkte. Die Drehgeschwindigkeit des Kristalles, die auf diese Weise erzielt wurde, betrug etwa 1° pro Minute. Die Umsteuerung in der Drehrichtung erfolgte automatisch durch elektrische Umpolung der am Anker des Motors liegenden Spannung über ein Relais.

Der Plattenhalter für die photographische Platte, die Streustrahlenblende und die Umkehrpunkte für den Drehwinkel des Kristalles konnten durch Teilkreise mit Nonius auf 0,05° genau eingestellt werden. Der Halter für die photographischen Platten bestand aus einem Messingrahmen von den Abmessungen 4 × 9 cm.

Zum Schutz gegen die Einwirkung des Tages- oder Lampenlichtes wurden die photographischen Platten doppelt in schwarzes Papier von 0,05 mm Dicke eingewickelt.

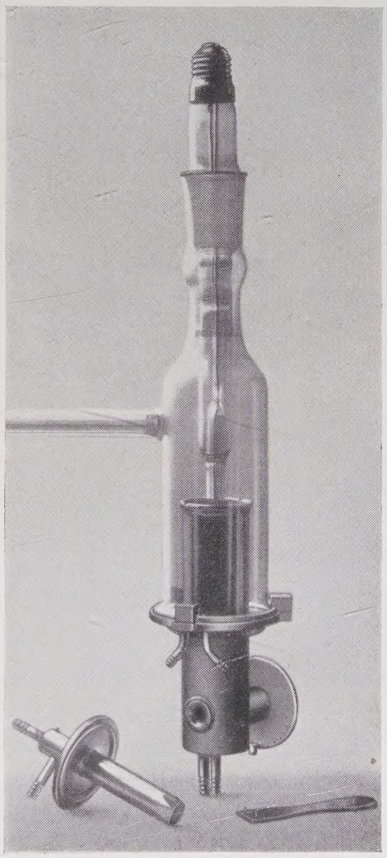

Bild 4.

2. Das Röntgenrohr.

a) Beschreibung des Röntgenrohres. Das bei den Untersuchungen verwendete Röntgenrohr war, wie schon erwähnt, ein Metallröntgenrohr mit auswechselbarer Antikathode. Wie aus dem Bild 4 ersichtlich, bestand es im wesentlichen aus einem Glas- und einem Metallteil, die durch eine gut gefettete Gummidichtung miteinander verbunden waren. Die Antikathode war mit Gummidichtung in den Metallteil, die Kathode mit Schliff in den Glasteil eingesetzt. Trotz dieser drei Dichtungsstellen — wenn man von dem Aluminiumfenster als der vierten Dichtungsstelle ab-

sehen will — gelang es ohne Schwierigkeit, ein Vakuum von der Größenordnung von 10^{-7} mm zu erreichen.

Zum Austritt der Strahlen besaß das Röntgenrohr ein Fenster aus einer Aluminiumfolie von 0,01 mm Dicke. Wegen der Bestäubung durch die Kathode und zum Teil auch durch das Antikathodenmaterial wurde dieses Fenster bei jedem Element, welches neu untersucht werden sollte, erneuert. Die Antikathode und der Boden des Metallteiles wurden durch fließendes Wasser gekühlt.

Das Röntgenrohr blieb während der ganzen Dauer der Aufnahmen an einer Quecksilberdiffusionspumpe, die hinter einer Ölpumpe angeordnet war, angeschlossen. Um das Hinüberdiffundieren von Quecksilberdämpfen aus der Diffussionspumpe in das Röntgenrohr zu verhindern, befand sich zwischen dieser und dem Röntgenrohr ein durch flüssige Luft gekühltes Gefäß.

b) Betrieb des Röntgenrohres. Die für den Betrieb des Röntgenrohres erforderliche Hochspannung wurde durch einen Hochspannungstransformator geliefert, von

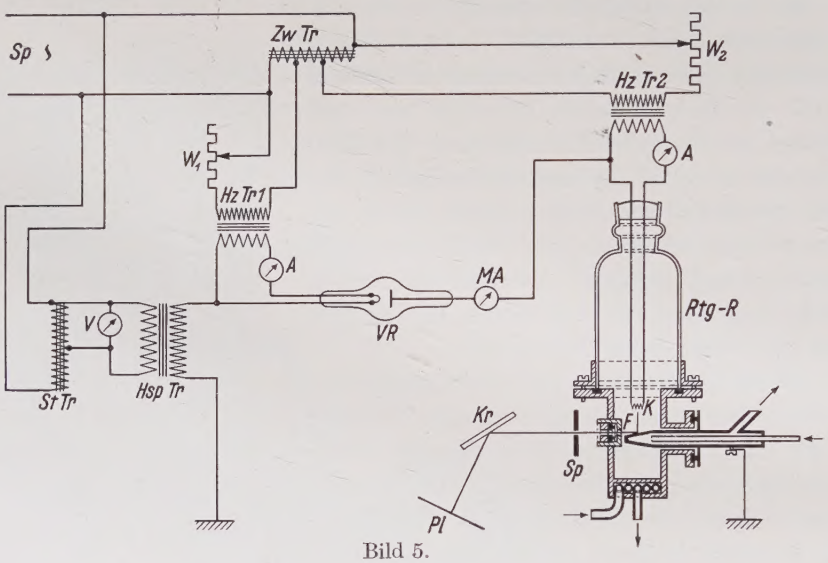

Bild 5.

Rtg.R.	= Röntgenrohr;	*Hz.Tr.*	= Heiztransformator;
F.	= Fenster;	*Zw.Tr.*	= Zwischentransformator;
K.	= Kathode;	*W.*	= Vorschaltwiderstand;
VR.	= Glühkathoden-Ventilrohr;	*Kr.*	= Kristall;
St.Tr.	= Stufentransformator;	*Sp.*	= Spalt;
Hsp.Tr.	= Hochspannungstransformator;	*Pl.*	= Platte.

dem der eine Pol geerdet war, während zwischen den anderen Pol und das Röntgenrohr ein Glühkathoden-Ventilrohr eingeschaltet wurde. Metallteil und Antikathode des Röntgenrohres waren geerdet. Die in Bild 5 dargestellte Schaltskizze zeigt den schematischen Aufbau der Apparatur.

3. Die Photometriereinrichtung.

Im Prinzip besteht die bei der vorliegenden Arbeit verwendete Photometriereinrichtung aus einer Beleuchtungslampe, deren Licht durch einen Spalt und die auszumessende photographische Platte in eine lichtelektrische Zelle fällt, wobei die photographische Platte durch einen Schlitten am Spalt vorbei bewegt werden kann (vgl. die schematische Darstellung der Photometriereinrichtung in Bild 11 auf S. 118).

Bild 6 zeigt einen Teil der Photometriereinrichtung besonders, um die wesentlichen Teile der Apparatur erkennbar zu machen. Sämtliche Einzelteile waren auf einer optischen Bank montiert, auf der sie an jeder beliebigen Stelle festgeklemmt werden konnten.

a) Die Beleuchtungslampe. In dem Kasten, der im Hintergrunde des Bildes 6 sichtbar ist, befand sich die Beleuchtungslampe für den Spalt, die nach allen Seiten verstellbar war. Es wurde eine Nitralampe für 8 V und 25 W verwendet. Der Glühfaden wurde parallel zur Spaltrichtung eingestellt und durch eine Kondensorlinse auf den Photometerspalt projiziert, wodurch eine gleichmäßige Lichtverteilung in der ganzen Ausdehnung des Spaltes erreicht wurde. Die Kondensorlinse befand sich in dem auf dem Bilde sichtbaren Holzkasten. Ein zwischen der Beleuchtungslampe und der Kondensorlinse befindlicher rotierender Sektor mit drei verstellbaren Ausschnitten fand in der vorliegenden Arbeit keine Verwendung, da stets mit der gleichen Lichtmenge gearbeitet wurde.

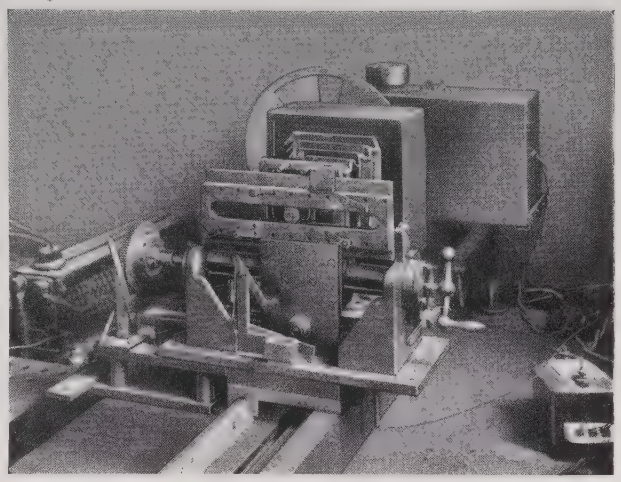

Bild 6. Photometriereinrichtung ohne Photozelle.

b) Der Photometerspalt. Der Photometerspalt war ein fester Spalt von 3,0 mm Länge und 0,02 mm Breite. Auf dem Bild 6 ist der beleuchtete Spalt als heller Strich in der Mitte des runden Scheibchens zu erkennen. Der Abstand der Platte, die mit der Schichtseite dem Spalt zugewandt war, betrug 0,05 mm. Die Entfernung Spalt—Schichtseite der Platte bzw. Auflagefläche des für die Befestigung der Platte bestimmten Schlittens war einmal genau auf diese Entfernung fest eingestellt worden und blieb während sämtlicher Messungen unverändert. Der Spalt konnte um eine Achse in Richtung des austretenden Lichtbündels nach jeder Seite um etwa 10° gedreht werden. Diese Anordnung war aus folgendem Grunde notwendig: Infolge ungleichmäßigen Reflexionsvermögens des Drehkristalls zeigten die Spektrallinien in ihrem Verlauf mehr oder weniger stark ausgeprägte Intensitätsunterschiede, was zur Folge hatte, daß bei der Drehung des Kristalles das Spektrum eine gewisse Streifigkeit erhielt, die allerdings erst bei längerer Belichtungszeit für das Auge erkennbar wurde. Es war also notwendig, die Platten stets genau in der Richtung dieser Streifen, die auf dem Bild 7 zu erkennen sind, zu photometrieren, da nur unter dieser Bedingung an verschiedenen Stellen des Spektrums gleiche Verhältnisse bei der Entstehung des Spektrums vorausgesetzt werden konnten. Da aber andererseits die Spektrallinien keine vollkommen geraden Linien darstellen, war es notwendig, den Spalt drehbar anzuordnen, um längs der Streifen im Spektrum und parallel zu den Spektrallinien photo-

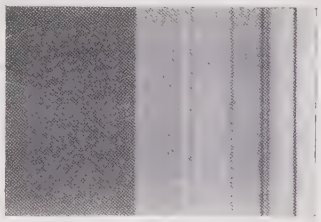

Bild 7. Spektralaufnahme der Gegend der Br-Kante.

metrieren zu können. Die Krümmung der Spektrallinien war auch maßgebend für die Länge des Photometerspaltes.

Um gegen zufällige, nicht zu beurteilende Intensitätsänderungen im Spektrum, die durch verschiedene Dicken der photographischen Schicht oder durch Wandern des Brennfleckes während der Aufnahme entstehen konnten, möglichst gesichert zu sein, wurde jede Platte an drei verschiedenen Stellen photometriert. Die Breite des Photometerspaltes war bedingt durch die Breite des Spektrographensspaltes, da die Breite des beim Photometrieren auf die photographische Platte gelangenden Lichtbündels nach Möglichkeit hinter der Breite der Spektrallinien zurückbleiben, mindestens aber von derselben Größenordnung sein mußte, wobei die Breite der Spektrallinien in erster Näherung der Breite des Spektrographenspaltes gleichgesetzt werden darf[1]). Die nachfolgende Überlegung zeigt, daß bei den vorliegenden Messungen Photometerspalt und Spektrographenspalt sich in guter Übereinstimmung befanden.

Die Entfernung Photometerspalt—Kaliumbelag der Photozelle betrug 100 mm, der Durchmesser des Lichtbündels beim Auftreffen auf den Belag der Photozelle 40 mm, die Breite des Photometerspaltes 0,02 mm, der Abstand Photometerspalt—photographische Schicht 0,05 mm. Hieraus ergibt sich bei einer Dicke der photographischen Schicht von 0,02 mm eine Breite des Lichtbündels beim Auftreffen auf die photographische Schicht von

$$x = 0{,}02 + \frac{40 \cdot 0{,}05}{100} = 0{,}040 \text{ mm}$$

und beim Verlassen der Schicht eine Breite von

$$y = 0{,}02 + \frac{40 \cdot 0{,}07}{100} = 0{,}048 \text{ mm}\,.$$

Die Breite des Maximums der Spektrallinien betrug demgegenüber etwa 0,05—0,06 mm.

c) Der Photometerschlitten. Der Schlitten, auf dem die photographischen Platten befestigt waren, war zur Grobeinstellung in einer Gleitschiene verstellbar. Außerdem konnte er durch eine Spindel mit einer Ganghöhe von 1,0 mm am Spalt vorbei bewegt werden. Auf der Spindelwelle befand sich ein Zahnrad, das auf dem Bild 6 auf der linken Seite zu sehen ist. Durch eine kleine Druckfeder, die von Zahn zu Zahn einschnappte, war es möglich, die Seitenverschiebung der Platte auf 0,0125 mm genau zu bestimmen und auf 0,006 mm zu schätzen. Außerdem besaß das Zahnrad noch Rasten, die es ermöglichten, die photographische Platte um je 0,1 mm zu verschieben.

d) Die Photozelle. Als Photozelle, die im Vordergrunde des Bildes 6 vor dem Spalt angebracht war, wurde eine Kaliumzelle mit Argonfüllung verwendet. Bei den Messungen wurde eine positive Hilfsspannung von 80—82,5 V an die ringförmige Anode der Photozelle gelegt. Der Strom für die Beleuchtungslampe wurde einer Akkumulatorenbatterie entnommen. Geringe Änderungen der Empfindlichkeit der Apparatur während der einzelnen Messungen wurden dadurch hervorgerufen, daß die Hilfsspannung der Photozelle oder die Spannung an der Beleuchtungslampe allmählich etwas sanken, oder daß durch Temperatureinflüsse der Widerstand geändert wurde, mit dem die Änderungen des Photostromes in der Zelle beim Photometrieren gemessen wurden.

Bild 8 zeigt die Abhängigkeit der Elektrometerausschläge von der an die Photozelle gelegten Hilfsspannung.

[1]) F. K. Richtmyer: Phys. Rev. Bd. 26, S. 724. 1925.

Bild 9 gibt die Abhängigkeit der Elektrometerausschläge von der an die Beleuchtungslampe angelegten Spannung bei konstant gehaltener Hilfsspannung wieder.

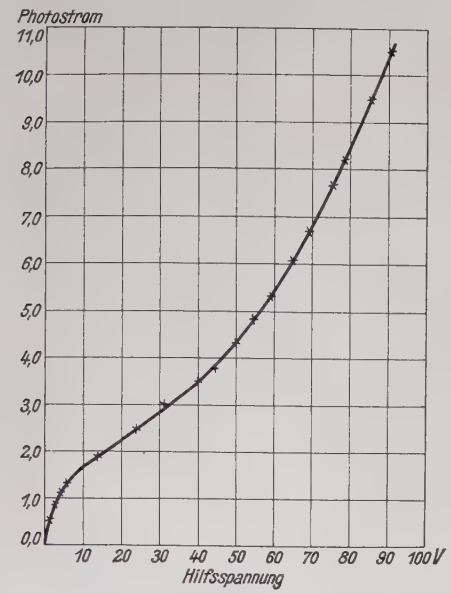

Bild 8.

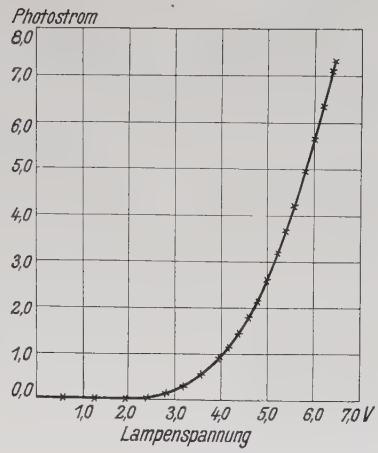

Bild 9.

Da sämtliche Messungen mit einer Hilfsspannung von 80—82 V an der Photozelle und einer Spannung von 6,2—6,5 V an der Beleuchtungslampe gemacht wurden, konnten kleinere Änderungen der Empfindlichkeit der Apparatur infolge von Spannungs- bzw. Widerstandsänderungen usw., wie aus den in Bild 8 und 9 wiedergegebenen Kurven ersichtlich ist, nach folgender Formel berichtigt werden:

$$\left[\frac{\left(\frac{Va}{Ve}-1\right)y}{x}+1\right]m = m_{\text{ber.}}\,. \tag{1}$$

In dieser Formel bedeutet Va den Elektrometerausschlag beim Einfallen der vollen Lichtmenge in die Photozelle zu Beginn der betreffenden Meßreihe, Ve den entsprechenden Elektrometerausschlag am Schluß der Meßreihe, x die Anzahl der Einzelmessungen, y die fortlaufende Nummer der Einzelmessung und m den Elektrometerausschlag der Messung y. Nachstehend wird ein Beispiel einer solchen Korrektur wiedergegeben:

$$Va = 4{,}30\ V\,, \qquad Ve = 4{,}04\ V$$

$$\left(\frac{Va}{Ve}-1\right) = 0{,}063\,,$$

$$x = 20\,, \qquad y = 10\,, \qquad m = 2{,}51\,.$$

$$\left[\frac{0{,}063\cdot 10}{20}+1\right]2{,}51 = 2{,}59 \quad \text{(berichtigter Wert)}\,.$$

Solche Berichtigungen der Messungen wurden vorgenommen, wenn die Änderungen der Empfindlichkeit der Apparatur mehr als 1 % betrugen. Bei kleineren Änderungen wurden die Messungen nicht in dieser Weise berichtigt, sondern für die Umrechnung der ganzen Meßreihe auf die Normalschwärzungskurve die Mittelwerte von Va und Ve zugrunde gelegt.

Bild 10 stellt die vollständige Photometriereinrichtung dar. In dem in der Mitte des Bildes sichtbaren Kasten befand sich die Photozelle und der für die Messungen benutzte Widerstand von $1{,}2 \cdot 10^9\ \Omega$. Die Zuleitung zu dem im Hintergrunde der Apparatur auf der zweiten optischen Bank befindlichen Fadenelektrometer war statisch geschützt.

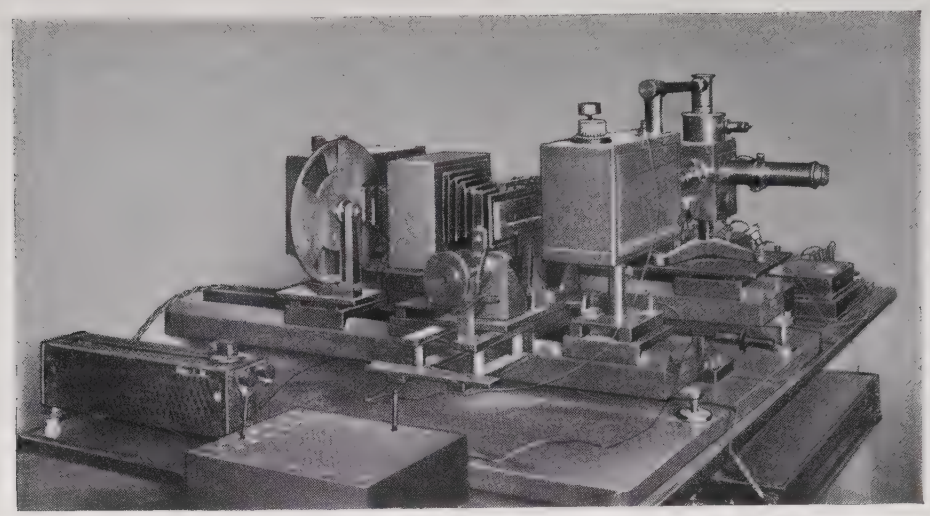

Bild 10.

Um Meßfehler infolge Änderung der Empfindlichkeit des Elektrometers auszuschließen, wurde eine Nullmethode angewandt. Wie aus dem Prinzipschaltbild 11 zu ersehen ist, war die ringförmige Anode über einen Widerstand W_3 von $1{,}2 \cdot 10^9\ \Omega$ — einer Siliciumhaut, die auf einem Glasstab niedergeschlagen war — mit der Erde verbunden. Die Elektrometerausschläge waren proportional den durch den Photostrom am Widerstand entstehenden Spannungen. Die am Widerstand liegende Spannung wurde durch Aufladen des isoliert aufgestellten Elektrometergehäuses auf gleiche Spannung kompensiert, und letztere wurde mit einem Präzisionsvoltmeter gemessen. Das Präzisionsvoltmeter besaß verschiedene Meßbereiche. Die Fehlergrenze bei den Ablesungen betrug $\pm\,{}^1/_2\,\%$. Die Anwendung der Nullmethode machte es notwendig, sämtliche Ablesungen am Fadenelektrometer und Voltmeter einzeln vorzunehmen. Die Spannung für die Aufladung des Elektrometergehäuses wurde einer Akkumulatorenbatterie entnommen. Die Anwendung der Nullmethode gestattete es, stets mit der größten Empfindlichkeit des Elektrometers zu arbeiten, wobei die letztere vollkommen aus den Messungen herausfiel. Die bei diesem Verfahren in Volt gemessenen Werte sind innerhalb gewisser Grenzen umgekehrt proportional der Schwärzung der zu messenden Platte.

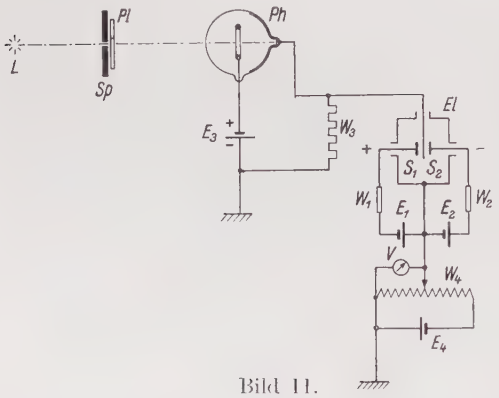

Bild 11.

IV. Der Gang der Messungen.

1. Das Aufnahmeverfahren.

a) Das Antikathodenmaterial. Das reine Element, als Blech auf die Antikathode gelötet, wurde bei den Untersuchungen der nachfolgenden Elemente verwendet: Cd, Ag, Pd, Mo, Zn, Cu, Ni, Fe, Cr. In anderen Fällen, wo Bleche nicht zur Verfügung standen (Rh, Nb, Se, As und Co), wurde die aus Cu bestehende Antikathode nach ihrer Reinigung durch Salpetersäure in der Umgebung des Brennfleckes durch eine Stahlspitze aufgerauht, dann nochmals mit Salpetersäure gereinigt und dann erst das zu untersuchende reine Element in fein gepulvertem Zustande ohne besonderes Bindemittel auf die aufgerauhte Antikathodenfläche aufgetragen. In Fällen, wo das reine Element nicht verwendet werden konnte bzw. nicht zur Verfügung stand, wurde nach dem eben beschriebenen Verfahren das Oxyd oder eine andere einfache chemische Verbindung aufgetragen. Auf diese Weise wurden untersucht: Jn, Ru, Zr, Y, Sr, Rb, Br, Ge, Ga, Mn und Va.

b) Die Kathode. Als Kathode wurde normalerweise eine Wolframspirale verwendet, durch deren Zerstäubung die L-Linien des W mehr oder weniger stark im Spektrum erschienen. Wo diese störend waren, wurde ein anderes Material als Spirale verwendet, und zwar entweder Ta oder Mo. So wurden z. B. die Aufnahmen von Zn wegen des geringen Abstandes der Znβ_2-Linie von der $W(L)\beta_1$-Linie von nur rund 2 X-Einheiten mit einer Mo-Spirale gemacht, ebenso die Aufnahmen von As und Ge wegen der zwischen den α- und β-Linien liegenden Wolfram L_{II}- bzw. L_{III}-Absorptionsbandkante. Die As-Aufnahmen wurden zum Teil auch mit einer Ta-Kathode gemacht. Bei den Aufnahmen der Spektren von Ag und Br störten zunächst die durch die chemische Zusammensetzung der photographischen Platte bedingten Absorptionsbandkanten von Ag und Br, die eine Messung der Intensitäten der β_2-Linien unmöglich machten. Es gelang jedoch bei Ag leicht, durch entsprechendes Aufrauhen der Antikathodenfläche die charakteristische Absorption der austretenden Röntgenstrahlen in der Antikathode selbst so weit zu steigern, daß die Ag-Absorptionsbandkante in der photographischen Platte beinahe vollständig beseitigt werden konnte und die Messung der β_2-Linie keine Schwierigkeiten mehr bot. Das gleiche Ergebnis konnte bei der Br-Absorptionsbandkante durch Einschalten eines Filters von Natriumbromid (NaBr) von 0,05 mm Dicke in den Gang der Röntgenstrahlen erreicht werden, so daß auch hier die β_2-Linie von Br einwandfrei gemessen werden konnte [1].

2. Die Belichtung der Platten.

Die Belichtung der photographischen Platten wurde in folgender Weise vorgenommen. Die Röhrenspannung, primärseitig gemessen, und der Röhrenstrom, sekundärseitig gemessen, wurden während der Dauer der Aufnahmen konstant gehalten, und zwar wurden die Aufnahmen der Spektren sämtlicher untersuchten Elemente bei einer Röhrenspannung von 33 kV und 4 bzw. 5 oder 6 mA gemacht. Es wurde zunächst der Drehwinkel des Kristalles genau eingestellt und dann der Halter für die photographische Platte so angeordnet, daß das Spektrum stets etwa

[1]) Bei diesen Versuchen wurde eine eigentümliche Struktur der Br-Absorptionsbandkante beobachtet, worüber von dem Verfasser in der Sitzung der Ges. f. techn. Physik vom 3. Februar 1928 bereits berichtet wurde. (Vgl. den Aufsatz des Verf. „Über das Auftreten von Strukturlinien an der K-Absorptionsbandkante des Broms“ in Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern VII, 2, S. 100—107. 1929.)

in die Mitte der Platte gelangte. Mit der Aufnahme des kontinuierlichen Spektrums wurde an einer Stelle begonnen, die um 100 X-Einheiten kurzwelliger war als die Wellenlänge der β_2-Linie des betreffenden Elementes. Auf der langwelligeren Seite wurde das kontinuierliche Spektrum bis zu der Wellenlänge aufgenommen, die um 100 X-Einheiten langwelliger war als die Wellenlänge der α_2-Linie des betreffenden Elementes. Diese Maßnahme war notwendig, um eine Fälschung der Linienintensitäten durch eine falsche Belichtung in den Umkehrstellungen des Drehkristalles zu vermeiden. Die Belichtung setzte stets am Anfang oder Ende des Drehwinkels ein und aus, um eine gleich lange Belichtungszeit für jede Wellenlänge des betreffenden Spektralbereiches zu sichern.

Von jedem Element wurde eine größere Anzahl von Aufnahmen gemacht, die sich nur durch Verschiedenheit der Belichtungszeit und z. T. auch des Röhrenstromes voneinander unterschieden. Es erwies sich nämlich als notwendig, zur Bestimmung des bei Elementen niedrigerer Ordnungszahl recht erheblichen Intensitätsunterschiedes zwischen der α_1- und der β_2-Linie Zwischenmessungen vorzunehmen, durch welche zunächst das Intensitätsverhältnis zwischen der β_1- und der β_2-Linie bestimmt wurde. Außerdem sollte auch geprüft werden, ob und welchen Einfluß evtl. die mit der Belichtungszeit zunehmende Schwärzung des kontinuierlichen Spektrums auf das relative Intensitätsverhältnis der Linien ausüben würde.

3. Die Entwicklung der Platten.

Die exponierten Platten wurden in einem Standentwickler entwickelt, der wie folgt zusammengesetzt war:

1000 cm³ Wasser von 15° C,
10 cm³ Agfa-Rodinal-Entwickler,
2,5 cm³ 10proz. Bromkalilösung.

Änderungen der Temperatur des Entwicklers wurden dadurch vermieden, daß das Entwicklergefäß in einen großen Behälter mit etwa 50 l Wasser von 15° C gestellt wurde. Die Entwicklungsdauer betrug 2 Stunden. Außerordentliche Vorsicht und Sorgfalt beim Entwickeln hatte sich im Verlauf der Messungen als notwendig erwiesen, da schon geringe Änderungen der Temperatur, der chemischen Beschaffenheit, der Konzentration des Entwicklers oder der Entwicklungszeit Meßfehler in weiten Grenzen zur Folge hatten. Hinzu kommt noch, daß bei verhältnismäßig schneller Entwicklung das wahre Intensitätsverhältnis zweier dicht nebeneinander befindlicher Intensitätsmaxima stets zum Nachteil der schwächeren Linie verschoben wird, während nur bei extrem langsamer Entwicklung, also bei sehr starker Verdünnung des Entwicklers, das Intensitätsverhältnis durch die photographische Platte richtig wiedergegeben wird [1]).

Ich möchte nicht verfehlen, an dieser Stelle Herrn W. Noddack meinen herzlichsten Dank auszusprechen für die wertvollen Hinweise, die er mir in bezug auf die bei meiner Arbeit anzuwendende Entwicklungsmethode gegeben hat, durch die es möglich wurde, Fehler durch Entwickeln fast vollkommen auszuschließen. Auch bin ich Herrn W. Noddack sehr zu Dank verpflichtet für die gütige Überlassung einer hinreichenden Menge von Ru und Ga für meine Untersuchungen.

[1]) W. Meidinger: Z. phys. Chem. Bd. 114, Heft 1/2.

4. Auswertung der photographischen Platten durch die Kornzählungsmethode.

Nach J. Eggert und W. Noddack[1]) ist in einer durch Röntgenstrahlen geschwärzten photographischen Platte die Anzahl der entwickelten Silberkörner bei kleineren Schwärzungen direkt proportional der Zahl der absorbierten $h\nu$-Quanten. Eine Durchzählung der Silberkörner im Spektrum muß also die spektrale Intensitätsverteilung der auf die photographische Platte gelangenden $h\nu$-Quanten richtig wiedergeben. Diese Überlegung führte zunächst zur Anwendung der Kornzählungsmethode. Bei der Durchzählung des Spektrums brauchten nur die für den Spektralgrund gezählten Silberkörner von den für die Linienmaxima gezählten abgezogen zu werden, um die relativen Intensitätswerte der Linien zu bekommen.

Der durch die Entwicklung der Platten bedingte geringe Schleier bleibt bei diesem Verfahren allerdings unberücksichtigt, da er einfach mit abgezogen wird, wie folgende einfache Überlegung zeigt:

$$Ls + S - (Gs + S) = J.$$

In der Gleichung bedeutet Ls die Linienschwärzung, Gs die Schwärzung des kontinuierlichen Spektrums und S die Schleierschwärzung, während J die relative Intensität der Linien bedeutet. Diese Nichtberücksichtigung des Schleiers erschien aus folgenden Erwägungen als unbedenklich. Für die Korrektur photographisch gemessener Intensitäten hinsichtlich des durch die Entwicklung hervorgerufenen Schleiers einer photographischen Platte gibt W. Meidinger[2]) folgende Formel an:

$$S_{\text{corr}} = \frac{D - S}{D_{\max} - S} \cdot D_{\max}. \tag{2}$$

In dieser Formel bedeutet $D_{\max}$ die maximal erreichbare Schwärzung der photographischen Platte, D die Schwärzung der Linie, deren Intensität gemessen werden soll, und S die Schleierschwärzung. S_{corr} gibt dann die Korrektur für den Schleier der Platte an. Diese Schleierkorrektur brauchte bei den für die vorliegende Arbeit hergestellten Spektralaufnahmen nicht berücksichtigt zu werden, weil die Schleierschwärzung gegenüber der Maximalschwärzung der Platten weniger als 1% betrug.

Die Auswertung der Platten durch Kornzählung wurde nun in der Weise vorgenommen, daß die zu messende Platte auf dem Kreuztisch eines Mikroskopes so befestigt wurde, daß die Verschiebung der Platte genau senkrecht zu den Spektrallinien erfolgte. Mit Hilfe eines Okularmikrometers wurde dann die Platte durchgemessen, wobei jedesmal in der zu den Spektrallinien parallelen Richtung drei untereinander liegende Felder des Okularmikrometers ausgezählt wurden, deren Mittelwert dann für die Auswertung der Platten verwendet wurde. Die Verschiebung der Platte erfolgte jedesmal um die Breite eines Quadrates des Okularmikrometers (0,05-mm-Platte).

Eine Schwierigkeit der Kornzählungsmethode lag jedoch darin, daß es immer nur möglich war, eine Platte von ganz geringer Schwärzung zu verwenden, weil sonst bei den Linien die Silberkörner so dicht beieinander und teilweise auch übereinander lagen, daß eine zuverlässige Auszählung nicht mehr möglich war.

Da bei extrem kurzen Belichtungszeiten selbst geringe Schwankungen der Intensität der Röntgenstrahlen durch Änderung des Vakuums, Wandern des Brennfleckes,

[1]) J. Eggert und W. Noddack: Naturwissensch. 1927, H. 3; Z. Phys. Bd. 43, S. 222. 1927.
[2]) W. Meidinger: Z. phys. Chem. Bd. 114, Heft 1/2, S. 96. 1924.

Zerstäubung im Röntgenrohr usw. bei Linien von etwas größerer Wellenlängendifferenz keine gleichen Intensitätsverhältnisse mehr erwarten ließen, wurde durch die Kornzählungsmethode nur das relative Intensitätsverhältnis der beiden α-Linien gemessen. In der nachfolgenden Tabelle 1 wird ein Beispiel einer solchen Messung wiedergegeben.

Tabelle 1.

Kornzählung der Platte 247 (Mo) in Abständen von 0,05 mm.

	32	33	32	37	38	88	126	179	121	52
	34	32	29	38	41	85	128	185	118	58
	31	29	34	36	42	89	124	182	123	56
Mittel:	32	31	32	37	40	87	126	182	121	55
								α_1		

Fortsetzung.

	58	105	89	43	33	35	31	30	27
	85	107	88	45	29	32	31	28	30
	83	106	90	46	32	31	26	29	28
Mittel:	83	106	89	45	31	33	29	29	28
		α_2							

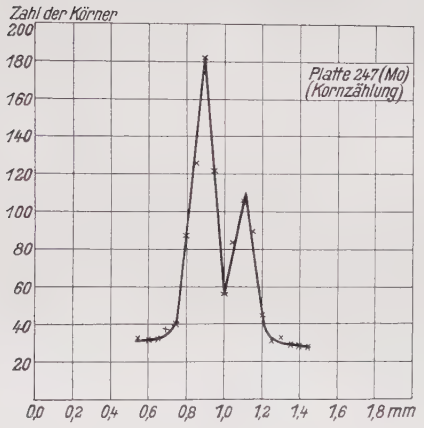

Bild 12.

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{106 - 30{,}5}{182 - 30{,}5} = \frac{75{,}5}{151{,}5}$$

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \cdot 100 = 49{,}8 \text{ (Mo)} .$$

Das Bild 12 gibt das obige Beispiel graphisch wieder.

In der gleichen Weise wurde das Intensitätsverhältnis der beiden α-Linien noch bei einigen anderen Elementen gemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in der nachstehenden Tabelle enthalten.

Pl. Nr.	Elem.	$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \cdot 100$
310	Cd	52,4
244	Pd	55,5
54	Mo	45,3
247	Mo	49,8
250	Nb	58,9
248	Zr	56,1
249	Zr	50.2

Die Meßfehler betrugen hierbei etwa $\pm 12\,\%$ und waren auf die Kürze der Belichtungszeit und auf Fehler beim Entwickeln der Platten zurückzuführen, da zu Beginn der Arbeit die Standentwicklungsmethode noch nicht angewendet wurde.

Bei den erwähnten Schwierigkeiten der Kornzählungsmethode wäre es nicht zu umgehen gewesen, das relative Intensitätsverhältnis der Linien untereinander durch Zwischenmessungen zu bestimmen. Ein solches Verfahren war aber praktisch nicht anwendbar, weil sich die Auszählung der Körner auf die Dauer als zu beschwerlich und umständlich erwies. Die Agfa-Einkornplatte, die neuerdings im Handel zu haben ist, die wohl geeignet gewesen wäre, die Messungen nach der Kornzählungsmethode durchzuführen, war zu Beginn meiner Messungen noch nicht erhältlich. Die Methode der Kornzählung wurde deshalb aufgegeben, und im weiteren Verlauf der Arbeit nur noch das Photometrierungsverfahren zur Bestimmung der Linienintensitäten angewendet.

5. Die Photometriermethode.

a) Allgemeines. Die durch photometrische Messung einer photographischen Platte (vgl. S. 114 und 118) bestimmte Schwärzung Z wird definiert durch den Briggschen Logarithmus des Verhältnisses der auffallenden (J_0) zur durchgelassenen Lichtmenge (J):

$$Z = \log \frac{J_0}{J}. \tag{3}$$

Dieselbe Schwärzung kann erzielt werden durch kurze Belichtungszeit bei großer oder durch lange Belichtungszeit bei kleiner Strahlungsintensität. Für die Abhängigkeit der Schwärzung von der Intensität und der Belichtungszeit gilt das Schwarzschildsche Gesetz:

$$Z = f(J \cdot t^p) \tag{4}$$

Bei der Schwärzung durch Röntgenstrahlen hat es sich gezeigt, daß der Exponent p in dem Schwarzschildschen Gesetz sehr wenig von 1 verschieden ist. A. Bouwers-Eindhoven[1]) fand durch Messung der Schwärzungen bei verschiedenen Intensitäten und Belichtungszeiten für p den Wert

$$p = 0{,}99 \pm 0{,}02.$$

Man kann demnach $p = 1$ setzen, d. h. die Schwärzung der photographischen Platte ist bei Röntgenstrahlen nur eine Funktion der aufgefallenen Strahlungsmenge.

Die Kurve, durch die diese Funktion dargestellt wird, ist die Schwärzungskurve der photographischen Platte. Die den im Einzelfall gemessenen Schwärzungen entsprechenden Strahlungsintensitäten lassen sich dann durch Aufsuchen gleicher Schwärzung aus der Schwärzungskurve ablesen.

Da es jedoch nicht von vornherein sicher ist, ob die für eine bestimmte Wellenlänge geltende Schwärzungskurve auch für andere Wellenlängen maßgebend ist, muß man auch die Abhängigkeit der Schwärzungskurve von der Wellenlänge kennen, um aus der Schwärzung richtige Schlüsse auf das Intensitätsverhältnis von Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge ziehen zu können.

Derartige Messungen sind von Glocker[2]) in seiner Arbeit „Experimentelle Untersuchungen über die physikalischen Grundlagen der Röntgendiagnostik" mit homogenen Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge ausgeführt worden. Glocker hat dabei gefunden, daß der Charakter der Schwärzungskurve für alle Wellenlängen der untersuchten Röntgenstrahlung erhalten bleibt. Ferner fand Glocker, daß die Schwärzungskurven für Röntgenstrahlen — im Gegensatz zu denen des Lichtes, die einen Schwellenwert besitzen — durch den Anfangspunkt des Koordinatensystems gehen.

Nach Friedrich und Koch[3]), Glocker und Traub[4]), Schlechter[5]) und anderen besteht bei Röntgenstrahlen im Gebiet kleiner Schwärzungen Proportionalität zwischen der Schwärzung einerseits und der Belichtungszeit — bei konstanter Intensität und gleichen Entwicklungsverhältnissen — andererseits.

Überhaupt gelten alle vorstehend angeführten Beziehungen zwischen der Schwärzung der photographischen Platte und der Belichtungszeit bzw. der auf die Platte

[1]) A. Bouwers-Eindhoven: Z. Phys. Bd. 14 S. 374. 1923.
[2]) R. Glocker: Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. Bd. 24, Heft 1. 1922.
[3]) W. Friedrich und P. P. Koch: Ann. Phys. Bd. 45, S. 399. 1914.
[4]) R. Glocker und W. Traub: Phys. Z. Bd. 22, S. 345. 1921.
[5]) E. Schlechter: Diss. Stuttgart 1922.

gelangenden Lichtmenge nur unter vollkommen gleichen Entwicklungsbedingungen und bei voller Ausentwicklung aller angestochenen Silberkörner. Eine wie große Rolle auch bei der vorliegenden Arbeit die Entwicklung der Platten spielte, ist schon auf S. 120 gesagt worden.

Da für die Intensitätsmessungen nur die durch die Schwärzungen absorbierten Lichtmengen von Interesse waren, beim Photometrieren aber schon durch die unbelichtete, entwickelte und fixierte Platte eine bestimmte Lichtmenge durch Reflexion am Glase und Absorption im Glase und in der photographischen Schicht verloren geht, wurde dieser Bruchteil des Lichtes, der der Schwärzung $Z = 0$ entspricht, zunächst bei einer Anzahl von Platten gemessen.

Es ergab sich hierfür ein Wert von 17,3% des einfallenden Lichtes.

In der nachfolgenden Tabelle 2 werden diese Messungen wiedergegeben.

Tabelle 2. Absorption von Glasplatte mit Schicht (ohne Schleier).

Platte Nr.	Lampen-spg.	Photostrom ohne Pl.	Photostrom mit Pl.	Absorbierte Lichtmenge in Proz.	Platte Nr.	Lampen-spg.	Photostrom ohne Pl.	Photostrom mit Pl.	Absorbierte Lichtmenge in Proz.
591	6,77	5,88	4,95	17,5	581	6,77	5,90	4,82	18,3
590	6,77	5,89	4,92	16,5	578	6,77	5,92	4,87	17,7
589	6,77	5,87	5,01	14,7	577	6,77	5,93	4,89	17,6
588	6,77	5,87	4,81	18,1	576	6,77	5,95	4,95	16,8
587	6,77	5,87	4,90	16,5	575	6,77	5,97	4,77	20,1
586	6,77	5,87	5,00	14,7	574	6,77	5,99	4,85	19,1
585	6,77	5,89	4,79	18,7	573	6,77	6,01	4,94	17,7
582	6,77	5,89	4,89	16,9	572	6,77	6,01	4,93	17,9

Mittelwert für Absorption in Glas und Schicht und Reflexion am Glase: 17,3%

Da es interessant war festzustellen, wie groß bei der Absorption durch die unbelichtete Platte der Anteil war, der auf die Absorption in der photographischen Schicht entfiel und ob die Schwankungen bei den in Tabelle 2 angegebenen Werten für die gesamte absorbierte Lichtmenge in erster Linie auf die Absorption in der photographischen Schicht oder auf die ungleiche Farbe und Dicke der Glasplatten zurückzuführen waren, wurde die Absorption und Reflexion im Glase besonders untersucht.

Zu diesen Messungen wurden wieder die gleichen Platten wie bei den vorstehenden Messungen benutzt. Die Schicht wurde an denjenigen unbelichteten Stellen der Platten entfernt, die bei den vorangehenden Messungen benutzt wurden, um ungleiche Schicht- und Glasdecken nach Möglichkeit auszuschließen. Die nachstehende Tabelle 3 enthält die zur Bestimmung der Reflexion und Absorption durch das Glas gemachten Messungen.

Tabelle 3. Absorption und Reflexion durch das Glas der Platte.

Platte Nr.	Lampen-spg.	Photostrom ohne Pl.	Photostrom Pl. ohne Schicht	Absorb. und refl. Lichtmenge in Proz.	Platte Nr.	Lampen-spg.	Photostrom ohne Pl.	Photostrom Pl. ohne Schicht	Absorb. und refl. Lichtmenge in Proz.
591	6,74	6,21	5,76	7,2	581	zurück-	6,03	5,62	6,7
590		6,19	5,78	6,7	578	gegangen	6,01	5,59	7,0
589		6,15	5,72	7,1	577	auf	5,99	5,58	6,8
588		6,13	5,68	7,3	576		5,97	5,55	7,1
587		6,10	5,68	6,8	575		5,92	5,50	7,1
586	während	6,08	5,67	6,7	574		5,91	5,51	6,7
585	der	6,08	5,65	7,1	573		5,92	5,50	7,1
582	Messung	6,06	5,62	7,2	572	6,72	5,80	5,37	7,4

Mittlere absorbierte und reflektierte Lichtmenge: 7,0%

Wie die Messungen ergaben, betrug der Wert der durch das Glas allein für Reflexion und Absorption verbrauchten Lichtmenge rund 7,0% der eingestrahlten Lichtmenge, der Wert der Absorption durch die unbelichtete, entwickelte und fixierte photographische Schicht betrug demnach im Mittel 10,3%.

Bei längerer Entwicklung (Standentwicklung) entstand jedoch außer den Schwärzungen durch die bekannten Strahlungsmengen noch eine Schleierschwärzung, die im wesentlichen abhängig von der Entwicklungszeit und auch ohne Belichten der Platten vorhanden war. Diese mußte bei der Bestimmung der Schwärzungskurve berücksichtigt werden.

Zu diesem Zwecke wurde zunächst ein Abschnitt der Schwärzungskurve im Bereich kleiner Schwärzungen aufgenommen, wobei sich die Belichtungszeiten der ersten drei Felder wie 1 : 2 : 3 verhielten. Wie die photometrische Messung der Schwärzungen ergab, lagen diese drei Messungen, die an einer größeren Anzahl von Platten wiederholt wurden, in Übereinstimmung mit Friedrich und Koch, Glocker und Traub und Schlechter (vgl. S. 123) auf einer Geraden, die auf der Ordinatenachse ein Stück abschnitt, das der Schleierschwärzung entsprach. Die Neigung der Schwärzungskurve, die nach Meidinger[1]) weitgehend von der Entwicklungsdauer, der Konzentration und der Temperatur des Entwicklers abhängig ist, war damit für die in der vorliegenden Arbeit angewandte Entwicklungsmethode und die verwandte Plattensorte (Hauff-Röntgenplatte) im unteren Teil der Kurve bestimmt.

Die Kurve wurde bis zu der der Schwärzung 0 entsprechenden Abszissenachse geradlinig verlängert und der Anfang des Koordinatensystems in den Schnittpunkt der Kurve mit der Abszissenachse verlegt.

Dies Verfahren war möglich, da die auf der Abszisse aufgetragenen Strahlungsmengen im unteren Teil der Schwärzungskurve den Schwärzungen proportional sind, die Schleierkorrektur sich daher ebenso gut an den Strahlungsmengen wie an den Schwärzungen anbringen läßt. Die Schleierschwärzung wird hier also wie eine Vorbelichtung behandelt.

b) Aufnahme der Schwärzungskurve mit rotierendem Sektor. α) Allgemeines. Die Schwärzungskurve einer photographischen Platte wird in der Weise bestimmt, daß man die Platte in einzelne Belichtungsfelder unterteilt, die mit verschiedenen Strahlungsmengen belichtet werden. Bei Röntgenstrahlen kann man die Strahlungsmengen am einfachsten dadurch variieren, daß man Spannung und Röhrenstrom konstant hält und die Belichtungszeiten ändert. Es konnten z. B. die einzelnen Belichtungsfelder nacheinander belichtet und die Belichtungszeiten mit der Stoppuhr gemessen werden. Es stellte sich jedoch bei Versuchen, die in dieser Richtung angestellt wurden, heraus, daß die Schwankungen der Strahlungsmengen trotz aller Vorsicht während des Betriebes des Röntgenrohres noch so groß waren, daß die Fehlergrenze der Einzelmessungen bei Benutzung dieser Methode etwa $\pm$ 10% betrug.

Für die Bestimmung der relativen Intensitätsverhältnisse der Spektrallinien untereinander war es jedoch notwendig, die Meßgenauigkeit wesentlich zu erhöhen. Es mußte erstrebt werden, bei der photographischen Methode eine Meßgenauigkeit von etwa derselben Größenordnung zu erreichen, wie sie andere Methoden der Intensitätsmessungen im Spektrum bieten. Es war deshalb notwendig, bei der Herstellung der für die Auswertung der Spektralaufnahmen zu verwendenden Schwär-

[1]) W. Meidinger: Z. f. phys. Chem. Bd. 114, Heft 1 und 2. 1925.

zungskurve Bedingungen zu schaffen, die den für die Intensitätsverteilung im Spektrum geltenden Verhältnissen möglichst nahe kamen. Bei der Belichtung der einzelnen Felder der photographischen Platte mußten in erster Linie die Fehler ausgeschaltet werden, die auf den Schwankungen der Intensität der Strahlung während der Belichtungsdauer beruhten, Fehler, die bei kurzen Belichtungszeiten sehr groß sein können. Im Spektrum wird dieser Fehler durch die Länge der Belichtungszeit weitgehend beseitigt. Bei der Bestimmung der für die Auswertung der Spektralaufnahmen verwandten Schwärzungskurve wurde er durch Verwendung eines rotierenden Sektors vermieden.

β) Der rotierende Sektor. Das Bild 13 zeigt den für diesen Zweck angefertigten rotierenden Sektor. Um bei den Messungen der einzelnen Felder nahezu die gleichen Verhältnisse zu bekommen wie beim Photometrieren der Spektrallinien, wurden die Felder durch Schlitze von einer Breite von 0,1 mm und einer Länge von 10 mm begrenzt. In Bild 13 ist der Anschaulichkeit wegen eine für die Herstellung von Schwärzungskurven mit breiteren Feldern verwandte Schlitzblende am Plattenhalter angebracht worden. Die Breite von 0,1 mm entspricht etwa der mittleren Breite der bei dieser Arbeit aufgenommenen Spektrallinien. Die Breite der einzelnen Stufen des Sektors betrug 10 mm. Die photographische Platte wurde hinter einer Metallblende, die mit 10 Schlitzen von den angegebenen Maßen versehen war, so angeordnet, daß die Belichtung der Felder stets in der Mitte der Stufen des Sektors erfolgte, wie aus der Abbildung des rotierenden Sektors zu ersehen ist.

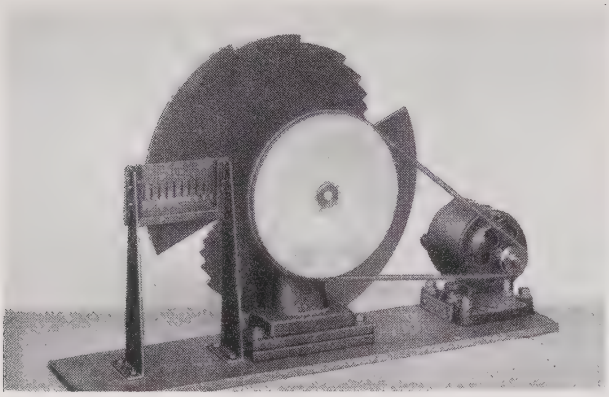

Bild 13.

Auf diese Weise wurde die Streustrahlung von den peripheren Kanten des Sektors vermieden. Um auch die Streustrahlung von der Schlitzblende möglichst zu verhindern, wurde den Schlitzen ein entsprechendes Profil gegeben (vgl. nebenstehendes Bild 14). Die Sektorenscheibe bestand aus Messing von 4,0 mm Dicke, die Schlitzblende aus demselben Material von 2,0 mm Dicke. Die einzelnen Ausschnitte des Sektors betrugen in Winkelgraden

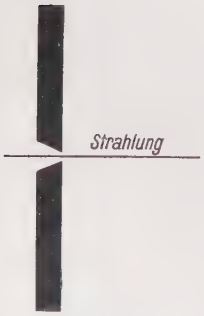

Bild 14.

2, 4, 6, 10, 16, 24, 36, 60, 90°.

Die Stufen des Sektors wurden nach zwei Seiten symmetrisch ausgeschnitten, um ein Schlagen des Sektors bei der Rotation zu verhüten. Die Rotation des Sektors erfolgte mit etwa 500 Umdr./min durch einen kleinen Elektromotor.

Bei der Aufnahme der Schwärzungskurven betrug die Entfernung Röntgenrohr—photographische Platte 4 m, um eine gleichmäßige Intensität der Strahlung auf der ganzen Fläche der Platte zu bekommen. Das hierzu verwendete Röntgenrohr war ein normales technisches Röntgenrohr mit W-Antikathode.

Es wurde mit Gleichspannung bei einer Spannung von 40 kV und 2 mA betrieben. Da die Ausschnitte des Sektors nur die Aufnahme von Schwärzungen im Verhältnis 1 : 90 gestatteten, während der in der vorliegenden Arbeit benutzte Teil der Schwärzungskurve Schwärzungen im Verhältnis 1 : 1000 umfaßte, konnte die Schwärzungskurve nur in einzelnen, sich überlappenden Abschnitten aufgenommen werden. Die Entwicklung der Platten geschah wie bei allen anderen in der vorliegenden Arbeit gemachten Aufnahmen durch Standentwicklung.

Die photometrische Messung einer Schwärzung wurde im einzelnen folgendermaßen vorgenommen. Zuerst wurde stets die volle Lichtmenge J_0 gemessen, die ohne Dazwischenschalten der zu messenden Platte auf die Photozelle gelangte. Die Photozelle wurde hierbei durch einen Anschlag in der gleichen Entfernung vom Photometerspalt eingestellt wie bei der nachfolgenden Photometrierung der photographischen Platten. Von diesem Wert J_0 wurde dann der Betrag von 17,3% (vgl. S. 124) abgezogen. Die auf diese Art bestimmte Lichtmenge J_f stellt die Gesamtmenge des für die Messung der Schwärzungen in Frage kommenden Lichtes dar, entsprach also der Schwärzung $Z = 0$. Gleichzeitig diente die Messung der vollen Lichtmenge J_0, die zu Beginn und am Schluß jeder Meßreihe gemacht wurde, als Kontrolle für die photometrische Empfindlichkeit der Apparatur.

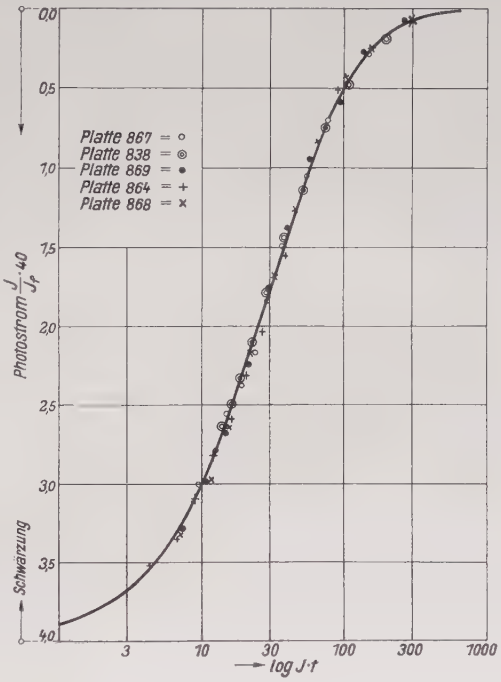

Bild 15.

Nachdem die Schwärzung $Z = 0$ bestimmt war, wurde die durch die Stelle der photographischen Platte, deren Schwärzung bestimmt werden sollte, durchgelassene Lichtmenge J gemessen. Um sämtliche Messungen auf einen gemeinsamen Maßstab zu bringen, wurden dann die gemessenen Photoströme stets mit dem Verhältnis des Photostromes 4,0 (in der angewandten Maßeinheit) zu dem für die Schwärzung $Z = 0$ bestimmten Photostrom J_f multipliziert. Die so erhaltenen Werte $\frac{J}{J_f} \cdot 4{,}0$ wurden als Maß der Schwärzung auf der Ordinate und die zu diesen Schwärzungen gehörenden Strahlungsmengen auf der Abszisse eines rechtwinkligen Koordinatensystems eingetragen. Es wurde also nicht $\log \frac{J_f}{J}$ benutzt.

Die Schwärzungskurve, die durch die eben beschriebene Methode mit rotierendem Sektor, schmalen Belichtungsfeldern und Standentwicklung bestimmt wurde, ist in Bild 15 dargestellt. Die zu den verschiedenen Platten gehörenden Meßpunkte sind in der Kurve besonders gekennzeichnet.

Bei der Bestimmung der Schwärzungskurve wurden auch Aufnahmen mit verschiedenen Emulsionsnummern der gleichen Plattensorte (Hauff-Röntgenplatte) gemacht, wobei sich zeigte, daß der Verlauf der Schwärzungskurve für die Plattensorte galt, von der Emulsionsnummer aber unabhängig war.

c) Einfluß der Breite der Belichtungsfelder auf die Schwärzungskurve. Da es zur Bestimmung der Schwärzungssprünge an der Ag- und Br-Absorptionskante von Wichtigkeit war, zu wissen, ob die Neigung der Schwärzungskurve bei breiteren Belichtungsfeldern die gleiche war wie bei schmalen, wurden auch mit breiten Belichtungsfeldern Schwärzungskurven aufgenommen.

In Bild 16 sind die durch Belichten breiterer Belichtungsfelder (Kurve *II*) sowie die mit schmalen Belichtungsfeldern (Kurve *I*) erhaltenen Schwärzungskurven zum Vergleich nebeneinander eingetragen worden.

Ein Vergleich der zu gleichen Belichtungszeiten gehörigen Schwärzungen ergab, daß die durch Photometrieren der schmalen Belichtungsfelder bestimmte Schwärzungskurve um etwa 10 % steiler verläuft als bei der Photometrierung breiterer Felder, was für die späteren Messungen der Schwärzungsunterschiede an der Ag- bzw. Br-Absorptionsbandkante von Bedeutung war (vgl. S. 149). Die Fehlergrenze bei den mit dem rotierenden Sektor aufgenommenen Schwärzungskurven betrug etwa ± 2 %, und damit war für die Auswertung der Spektren mit Hilfe der Schwärzungskurve eine genügend sichere Grundlage vorhanden.

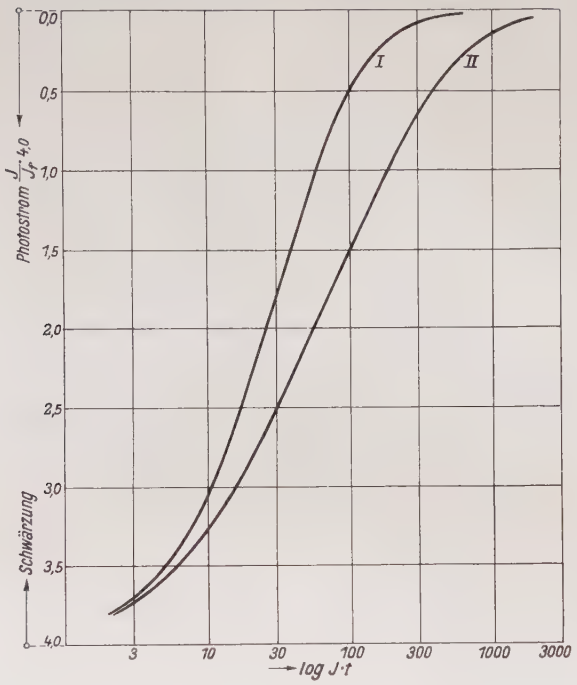

Bild 16.

Bei der Bestimmung der Intensitäten im Spektrum (vgl. S. 111) mit Hilfe der Schwärzungskurve wurden die Schwärzungen der Spektrallinien und des Spektralgrundes ebenfalls in der eben beschriebenen Weise gemessen. Zu beachten ist hierbei, daß bei der Messung der Linienschwärzung der auf die Schwärzung des Grundes und die Schleierschwärzung, bei den Messungen des Spektralgrundes der auf die Schleierschwärzung entfallende Betrag mitgemessen wurde, was bei der Auswertung der Spektren zu berücksichtigen war. Um bei der Auswertung der Spektren mit Hilfe der Schwärzungskurve gegen subjektive Fehler beim Ablesen der Intensitätswerte aus der Schwärzungskurve möglichst gesichert zu sein, wurde die Kurve in Tabellenform umgerechnet und diese dann stets zur Bestimmung der Intensitäten benutzt.

V. Resultate.

Auswertung der Spektren.

In den Tabellen 4 und 5 sind als Beispiele für die angewandte Meßmethode zwei beliebig herausgegriffene Meßreihen aus verschiedenen Spektralbereichen wiedergegeben.

Wie aus den folgenden Tabellen zu ersehen ist, wurden stets die gemessenen Schwärzungen zunächst auf den Maßstab der „Normalschwärzungskurve“ (vgl.

Bild 15 auf S. 127) gebracht und über die Schwärzungskurve dann in Intensitätswerte umgerechnet.

Bei der Bestimmung der Intensitätswerte von α_1 und α_2 wurde, wie aus den oben angegebenen Beispielen ersichtlich ist, der Wert des Spektralgrundes auf der langwelligen und kurzwelligen Seite der beiden α-Linien gemessen. Der Mittelwert aus den beiden Messungen wurde als Intensitätswert des Spektralgrundes für die α-Linien angenommen. Der Wert des beim Entwickeln entstandenen Schleiers wurde stets mit dem Mittelwert des Spektralgrundes zusammen von den für die Linien gemessenen Intensitätswerten abgezogen. Daß dieses unbedenklich geschehen konnte, weil die Schleierschwärzung stets weniger als 1% der Maximalschwärzung betrug, wurde bereits auf S. 121 ausgeführt.

Tabelle 4. Platte Nr. 698, Element: Zr.

Hilfsspannung an der Photozelle: 82 V; 1 Zahn = 0,0125 mm; Datum: 25. VI. 1927.

I.

Photostrom ohne Platte: $J_0 = 5{,}71$ (5,65).
Photostrom mit schleierfreier Platte: $J_f = 4{,}695$.
Beleuchtungsspannung: 6,77 (6,77).

Zähne	Photostrom gemess. J	Photostrom umgerechn. $\frac{J}{J_f} \cdot 4{,}0$	Auswertung Intensität	Grund im Mittel	Linie allein	Relativwerte	Linie
0	4,11	3,503	4,97				
40	0,558	0,476	103,6	5,2	98,4	48,9	α_2
21,5	0,180	0,153	206,4	5,2	201,2	100	α_1
50	4,06	3,460	5,40				
0	4,08	3,477	5,23				
20	1,618	1,379	42,02	5,23	36,79	18,3	β_1
50	4,08	3,477	5,23				
12	3,515	2,997	10,59	5,23	5,36	2,67	β_2
26	4,15	3,538	4,62				

II.

Photostrom ohne Platte: $J_0 = 5{,}61$ (5,55).
Photostrom mit schleierfreier Platte: $J_f = 4{,}615$.
Beleuchtungsspannung: 6,77 (6,77).

Zähne	Photostrom gemess. J	Photostrom umgerechn. $\frac{J}{J_f} \cdot 4{,}0$	Auswertung Intensität	Grund im Mittel	Linie allein	Relativwerte	Linie
0	3,91	3,385	6,22				
24	0,500	0,433	110,39	6,22	104,2	49,9	α_2
21,5	0,163	0,141	215,43	6,22	209,2	100	α_1
50	3,91	3,385	6,22				
0	3,91	3,385	6,22				
21	1,543	1,338	43,47	6,13	37,34	17,9	β_1
50	3,93	3,402	6,03				
12	3,40	2,944	11,22	6,03	5,19	2,48	β_2
30	4,03	3,494	5,06				

III.

Photostrom ohne Platte: $J_0 = 5{,}54$ (5,62).
Photostrom mit schleierfreier Platte: $J_f = 4{,}575$.
Beleuchtungsspannung: 6,77 (6,77).

Zähne	Photostrom		Auswertung				
	gemess. J	umgerechn. $\frac{J}{J_f} \cdot 4{,}0$	Intensität	Grund im Mittel	Linie allein	Relativ-werte	Linie
0	3,92	3,425	5,78				
35	0,610	0,533	95,71	5,87	89,84	48,5	α_2
21,5	0,202	0,177	191,15	5,87	185,28	100	α_1
50	3,90	3,409	5,95				
0	3,92	3,425	5,78				
20	1,714	1,499	38,13	5,62	32,51	17,6	β_1
50	3,95	3,454	5,46				
12	3,47	3,034	10,14	5,46	4,68	2,53	β_2
30	4,01	3,504	4,96				

Zusammenstellung.

Linie	I	II	III	Mittel	Fehlergrenze
α_1	100	100	100	100	—
α_2	48,9	49,9	48,5	49,1	$\pm$ 1,3%
β_1	18,3	17,9	17,6	17,9	$\pm$ 2,0%
β_2	2,67	2,48	2,53	2,56	$\pm$ 3,7%

Die Zahl der Zähne bezieht sich auf den Zwischenraum von Beobachtung zu Beobachtung.

Tabelle 5. Platte Nr. 1021, Element: Va.

Hilfsspannung an der Photozelle: 82 V; 1 Zahn = 0,0125 mm; Datum: 18. I. 1928.

I.

Photostrom ohne Platte: $J_0 = 6{,}72$ (6,69).
Photostrom mit schleierfreier Platte: $J_f = 5{,}545$.
Beleuchtungsspannung: 6,41 (6,41).

Zähne	Photostrom		Auswertung				
	gemess. J	umgerechn. $\frac{J}{J_f} \cdot 4{,}0$	Intensität	Grund im Mittel	Linie allein	Relativ-werte	Linie
0	4,56	3,290	7,26				
68	0,377	0,272	148,8	7,39	141,4	51,3	α_2
21	0,117	0,0844	283,1	7,39	275,7	100	α_1
45	4,27	3,080	9,59				
37	3,43	2,476	17,46	8,43	9,03	3,28	α_3
40	4,53	3,266	7,52				
0	4,72	3,405	6,00				
87	0,649	0,468	104,80	6,70	98,10	35,6	β_1
58	4,54	3,278	7,39				
16	4,30	3,102	9,33	6,70	2,63	0,95	β_2
40	4,72	3,405	6,00				

II.

Photostrom ohne Platte: $J_0 = 6{,}68$ (6,64).
Photostrom mit schleierfreier Platte: $J_f = 5{,}51$.
Beleuchtungsspannung: 6,41 (6,41).

Zähne	Photostrom		Auswertung				
	gemess. J	umgerechn. $\frac{J}{J_f} \cdot 4{,}0$	Intensität	Grund im Mittel	Linie allein	Relativ-werte	Linie
0	4,66	3,385	6,22				
100	0,343	0,249	157,2	6,7	150,5	50,3	α_2
21	0,100	0,0727	307,1	6,7	300,4	100	α_1
49	4,17	3,030	10,19				
33	3,33	2,420	18,30	8,20	10,10	3,36	α_3
50	4,54	3,300	7,15				
0	4,60	3,340	6,71				
103	0,562	0,408	114,76	7,37	107,4	35,7	β_1
55	4,43	3,220	8,03				
20	4,18	3,037	10,11	7,37	2,74	0,91	β_2
45	4,69	3,406	5,99				

III.

Photostrom ohne Platte: $J_0 = 6{,}62$ (6,59).
Photostrom mit schleierfreier Platte: $J_f = 5{,}465$.
Beleuchtungsspannung: 6,40 (6,40).

Zähne	Photostrom		Auswertung				
	gemess. J	umgerechn. $\frac{J}{J_f} \cdot 4{,}0$	Intensität	Grund im Mittel	Linie allein	Relativ-werte	Linie
0	4,64	3,400	6,05				
132	0,336	0,246	158,3	6,3	152,0	46,2	α_2
21	0,085	0,0623	335,3	6,3	329,0	100	α_1
52	4,18	3,063	9,79				
30	3,38	2,476	17,46	7,92	9,54	2,90	α_3
52	4,59	3,362	6,47				
0	4,52	3,313	7,01				
126	0,538	0,394	117,4	7,66	109,7	33,3	β_1
56	4,36	3,195	8,31				
18	4,09	2,997	10,59	7,66	2,93	0,89	β_2
47	4,51	3,303	7,12				

Zusammenstellung.

Linie	I	II	III	Mittel	Fehlergrenze
α_1	100	100	100	100	—
α_2	51,3	50,3	46,2	49,2	$\pm$ 5,3%
α_3	3,28	3,36	2,90	3,18	$\pm$ 7,4%
β_1	35,6	35,7	33,3	34,9	$\pm$ 3,6%
β_2	0,95	0,91	0,89	0,92	$\pm$ 3,2%

Die Zahl der Zähne bezieht sich auf den Zwischenraum von Beobachtung zu Beobachtung.

Bei der Auswertung der β-Linien wurde der Wert des Spektralgrundes auf der langwelligen Seite der β_1-Linie und auf der langwelligen Seite der β_2-Linie, also zwischen den beiden β-Linien, gemessen. Der Mittelwert dieser beiden Messungen

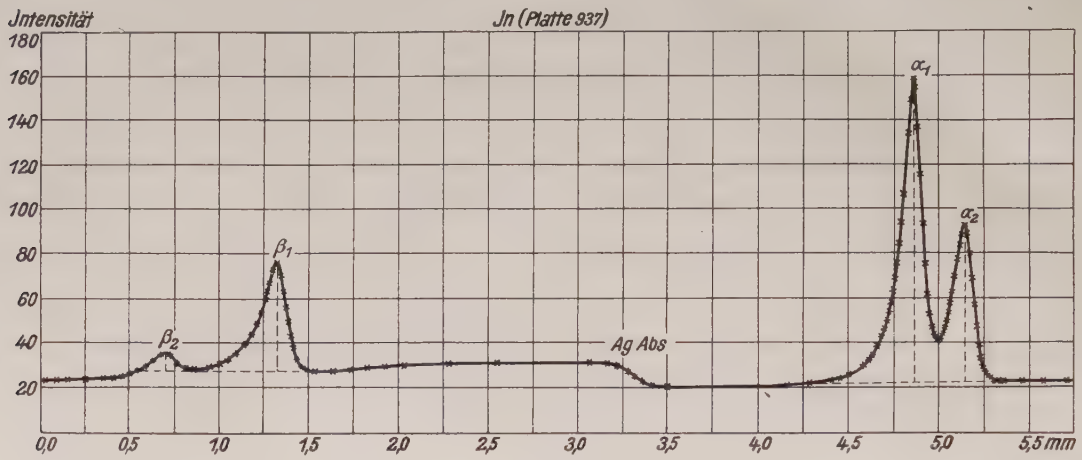

Bild 17.

wurde als Intensitätswert des Spektralgrundes für die β_1-Linie angenommen und von dem für β_1 gemessenen Wert abgezogen. Der auf der langwelligen Seite der β_2-Linie für den Spektralgrund gemessene Wert wurde bei der Berechnung des Intensitätswertes der β_2-Linie als Wert des Spektralgrundes angenommen. Auf der kurzwelligen

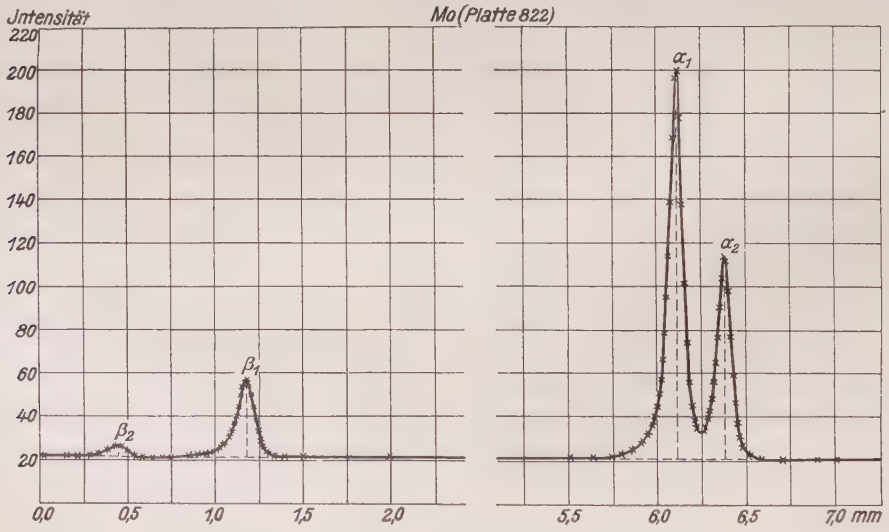

Bild 18.

Seite der β_2-Linie war der Intensitätswert des Spektralgrundes abhängig von der Größe der Absorption in der Antikathode. Da diese jedoch stets verschieden war (vgl. S. 140), wurde der Intensitätswert des Spektralgrundes auf der kurzwelligen Seite der β_2-Linien für die Auswertung der β_2-Linien nicht mit herangezogen. Was bei dieser Methode der Intensitätsmessung der β_2-Linien dadurch an Genauigkeit verlorenging, daß der Wert des Spektralgrundes nur auf der einen Seite der Linien ge-

messen und für die Bestimmung des Intensitätswertes der β_2-Linie benutzt wurde, dürfte dadurch ausgeglichen worden sein, daß das Maximum der Schwärzung der

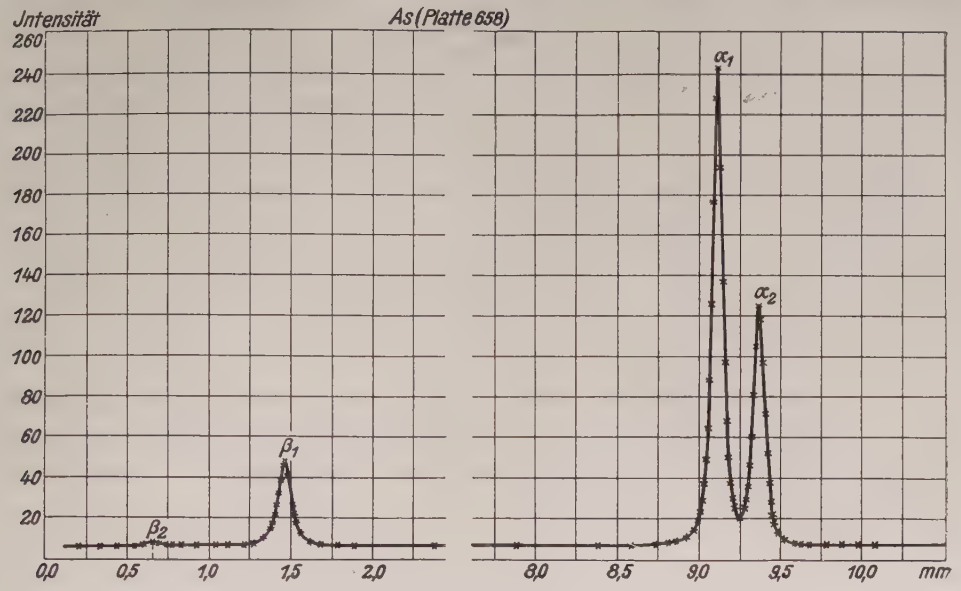

Bild 19.

β_2-Linie von der für die Schwärzung des Spektralgrundes gemessenen Stelle des Spektrums auf der photographischen Platte durchschnittlich nicht weiter entfernt war als 0,15 mm. Für das relative Intensitätsverhältnis der beiden Linien zueinander

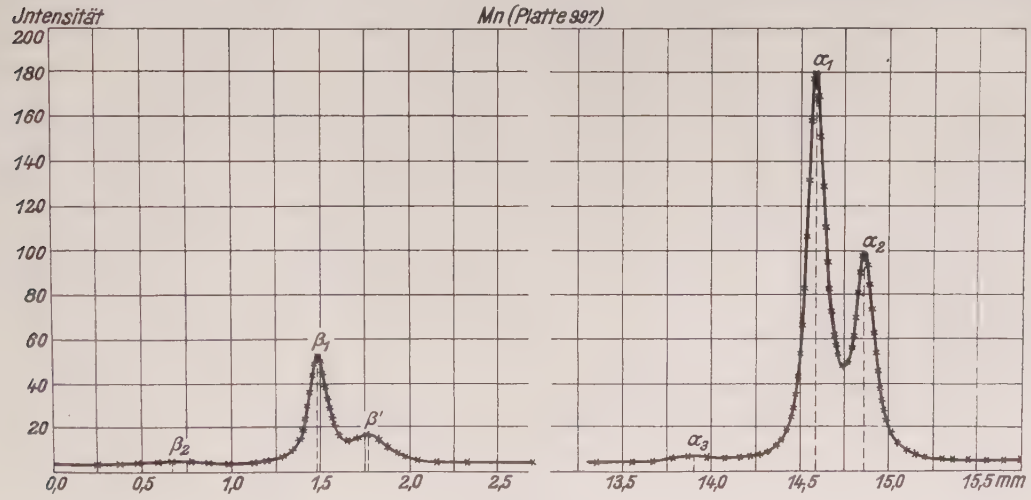

Bild 20.

konnte die Absorption in der Antikathode bei dem geringen Wellenlängenunterschied von nur rd. 10 X-Einheiten um so mehr vernachlässigt werden, als selbst bei den Messungen der relativen Intensitäten der α_1- und der β_1-Linien ein meßbarer Einfluß der Absorption in der Antikathode auf das Intensitätsverhältnis dieser beiden Linien zueinander nicht festgestellt werden konnte.

In den Bildern 17—20 werden die Photometerkurven der K-Spektren einiger Elemente, und zwar von Jn, Mo, As und Mn, wiedergegeben. Da mit den Photometerkurven in erster Linie das Auflösungsvermögen der Photometriereinrichtung veranschaulicht werden sollte, wurden hier nur solche Spektren photometriert, bei denen die Schwärzung der beiden α-Linien nicht zu groß war. Für die Messung des Intensitätsverhältnisses von $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ wurden die Belichtungszeiten bei der Aufnahme der Spektren natürlich dementsprechend verlängert.

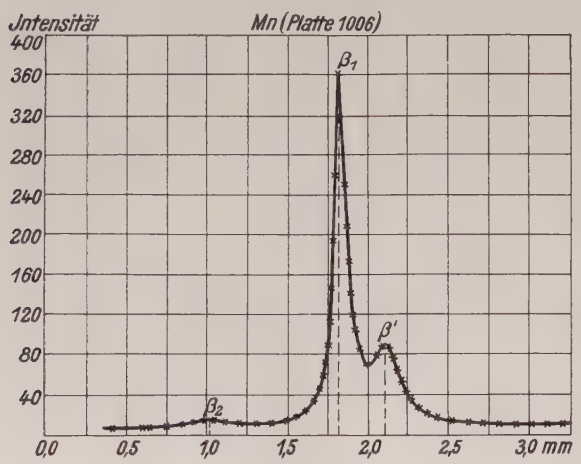

Bild 21.

Bei Mn sind die Linien β_1, β' und β_2 auf einer anderen Platte nochmals besonders photometriert worden (Bild 21). Wie aus den Kurven zu ersehen ist, befanden sich die gemessenen Schwärzungswerte zu beiden Seiten der Spektrallinien stets in so guter Übereinstimmung, daß es für den weiteren Gang der vorliegenden Arbeit nicht notwendig war, von jeder einzelnen Spektralaufnahme eine genaue Photometerkurve aufzunehmen. Es genügte durchaus das oben angegebene Meßverfahren, nach welchem bei jeder Spektralaufnahme das Intensitätsverhältnis der Linien untereinander an drei verschiedenen Stellen der Linien gemessen wurde (vgl. S. 111 und 116).

Tabelle 6. Zusammenstellung der Messungen von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ 100.

Jn 49	Cd 48	Ag 47	Pd 46	Rh 45	Ru 44	Mo 42	Nb 41	Zr 40	Y 39	Sr 38	Rb 37
52,3	54,8	53,0	53,8	53,6	54,0	52,3	51,0	50,1	50,7	51,2	51,3
52,7	54,8	52,8	54,0	51,0	51,1	50,7	52,6	50,0	52,7	48,4	52,2
51,1	54,6	52,4	52,5	52,0	54,2	51,4	52,1	51,3	50,3	47,6	49,6
51,9	54,6	51,6	52,4	50,9	53,1	51,2	52,7	50,6	49,8	50,2	50,1
51,6	54,5	52,8	52,0	51,8	53,1	52,6	51,7	50,2	50,1	48,0	49,2
53,8	54,5	53,5	53,7	50,7	52,5	50,0	50,5	48,9	48,9	47,3	50,0
53,5	55,9	53,6	53,4	51,8	53,1	52,0	50,1	50,1	49,6	49,9	48,9
54,9	55,9		53,8	51,6	51,3	51,2	50,1	50,3	49,9	49,2	48,4
54,3	55,2			54,6	50,9		52,6	48,6	50,4	48,5	48,3
52,6	55,6			53,9	49,8		51,0	46,5	51,0	50,3	
52,4	55,1				50,6		49,1	49,5	50,3	49,0	
52,1					50,7		47,2	49,1	50,7	49,7	
					52,2		50,1	47,1	51,0	49,5	
					51,0		49,2	52,2	52,2	48,8	
					51,1		49,4	52,6	50,8		
					50,4		50,7	49,0			
					52,1		47,3				
					53,1						
					52,1						
					52,6						
Mittelwerte:											
52,8	55,0	52,8	53,3	52,2	52,0	51,4	50,4	49,8	50,6	49,1	49,8

Tabelle 6 (Fortsetzung).

Br 35	Se 34	As 33	Ge 32	Ga 31	Zn 30	Cu 29	Ni 28	Co 27	Fe 26	Mn 25	Cr 24	Va 23
51,1	50,9	49,7	52,2	50,6	49,5	47,1	48,4	51,3	47,5	51,4	48,8	49,2
51,3	45,5	50,5	50,4	50,9	46,0	50,0	47,4	51,4	50,3	53,9	50,7	51,0
51,1	52,8	49,6	53,7	51,5	48,0	48,4	49,6	51,9	48,9	53,8	49,6	52,1
50,0	51,9	50,1	51,8	51,0	49,1	45,5	50,1	52,9	47,3	54,1	50,1	50,8
49,9	52,9	48,4	49,0	48,6	50,0	46,6	48,2	53,7	51,0	55,9	49,7	52,6
48,7	49,7	46,2	49,6	51,9	51,3	44,8	46,7	54,2		54,6	50,5	53,1
52,3		49,4	50,9		52,0	44,3	46,1	54,7		54,5	52,6	53,1
48,8		46,5	50,8		47,0	46,6	48,4	52,4		55,5	48,7	53,1
48,6		50,4	49,3			43,2	44,8	55,8		55,4	51,2	49,2
53,2		51,1				44,8	47,0			57,2		
52,3		50,0				46,0	45,9					
54,2		51,5					48,6					
52,9												
52,8												
51,1												
53,0												
Mittelwerte:												
51,3	50,6	49,5	50,9	50,8	49,1	46,1	47,6	53,1	49,0	54,6	50,2	51,6

In den Tabellen 6—9 sind die Ergebnisse sämtlicher Messungen von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ 100, $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ 100, $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ 100 und $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ 100 in der Weise zusammengestellt worden, daß die Meßwerte bei jedem Element in der Reihenfolge zunehmender Schwärzung von α_1 bzw. β_1 aufeinanderfolgen. Diese Anordnung macht es möglich, aus den Tabellen leicht zu ersehen, daß die Messungen mit zunehmender Schwärzung der Linien keinerlei Gang aufweisen, sondern daß an jeder beliebigen Stelle der Schwärzungskurve für das

Tabelle 7. Zusammenstellung der Messungen von $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ 100.

Jn 49	Cd 48	Ag 47	Pd 46	Rh 45	Ru 44	Mo 42	Nb 41	Zr 40	Y 39	Sr 38	Rb 37
37,5	46,9	17,6	19,1	21,3	17,2	19,7	18,8	19,0	19,5	18,4	42,8
37,9	45,8	18,5	17,8	20,3	19,3	17,9	18,6	17,6	19,4	19,2	43,3
36,3	44,8	19,1	19,6	19,7	19,6	19,2	16,5	19,1	19,1	17,1	38,5
39,9	45,9	18,1	20,6	19,0	18,7	17,3	19,8	18,9	18,1	17,7	42,1
38,8	44,2	18,2	21,2	20,1	18,8	20,0	16,9	19,2	19,6	19,0	39,2
40,3	46,0	20,4	20,2	18,5	19,4	17,2	18,8	18,0	19,5	18,0	40,2
39,0	46,8	19,7		20,4	20,6	20,6	16,8	17,4	20,0	18,0	38,9
39,8	46,0	20,8		21,7	18,2	19,3	16,8	15,6	18,6	19,1	40,9
38,6	48,1			19,7	19,0		17,3	17,9	21,2	17,9	38,1
38,3	45,6			21,2	18,2		15,9	16,9	18,4	18,9	
37,8	44,1				16,9		14,7			17,8	
36,0					17,8		17,8			17,8	
					17,7		15,5				
					18,2		17,7				
					19,7		21,4				
					20,2		17,1				
					18,4						
					19,4						
Mittelwerte:											
38,4	45,8	19,1	19,8	20,2	18,7	18,9	17,5	18,0	19,3	18,2	40,4

Tabelle 7 (Fortsetzung).

Br 35	Se 34	As 33	Ge 32	Ga 31	Zn 30	Cu 29	Ni 28	Co 27	Fe 26	Mn 25	Cr 24	Va 23
18,1	17,9	19,1	20,1	20,0	19,1	17,9	21,5	19,2	18,0	24,4	31,2	31,2
17,3	15,2	20,0	21,7	20,3	15,6	16,9	15,0	19,7	21,0	27,6	28,2	29,0
16,6	18,7	17,2	20,6	20,2	16,8	16,6	17,5	19,2	21,2	25,3	27,3	32,2
17,4	18,2	17,4	19,2	19,7	17,6	13,7	18,5	20,9	19,7	24,9	28,2	30,1
16,0	19,3	18,1	19,3	19,7	17,1	15,2	16,8	20,3	21,6	29,4	28,0	37,2
15,6	18,6	21,2	19,4	17,7	17,9	14,1	15,4	21,0		28,3	25,7	36,7
22,0		19,0	21,9		17,3	14,6	15,8	20,4		29,8	31,9	34,3
22,4		19,3	19,3		16,8	16,7	18,1	19,3		29,3	30,0	33,4
20,8						12,4		22,8		29,8	33,4	34,9
22,3						14,4				31,4		
						16,1						
Mittelwerte:												
18,9	18,0	18,9	20,2	19,6	17,3	15,3	17,3	20,3	20,8	28,0	29,3	33,3

relative Intensitätsverhältnis der Linien untereinander bei jedem Element innerhalb der Fehlergrenzen stets der gleiche Wert gemessen wurde. Von Element zu Element jedoch änderten sich die gemessenen Werte. Über diese Änderung wird bei der Erörterung der Endergebnisse noch zu sprechen sein.

Tabelle 8. Zusammenstellung der Messungen von $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ 100.

Jn 49	Cd 48	Ag 47	Pd 46	Rh 45	Ru 44	Mo 42	Nb 41	Zr 40	Y 39	Sr 38	Rb 37
6,46	6,69	3,19	3,02	2,70	2,92	2,95	3,06	2,57	2,66	2,33	4,89
5,49	7,03	3,02	2,94	2,98	2,35	2,49	2,37	2,32	2,65	2,24	4,42
5,93	6,54	3,40	3,18	3,35	2,41	2,67	3,00	2,56	2,39	2,51	4,80
6,14	7,66	3,13	3,18	2,96	3,09	2,36	2,72	2,25	2,76	2,07	4,34
6,01	6,70	3,05	2,98	3,08	3,09	3,01	2,45	2,48	2,33	2,23	4,15
6,49	6,55	3,26	3,13	2,93	3,31	2,39	2,53	2,45		2,02	3,96
6,05	7,16	3,30	3,11	2,93	2,79	2,98	2,13	2,72		2,23	3,94
5,88	6,97	3,30	3,23	3,03	3,03	2,69	2,14	2,61		2,06	
6,37	7,17	3,45	3,23		3,04	2,68	2,78	2,70			
6,51	6,79	3,32	3,25		3,06	2,79	2,48	2,61			
5,67	7,49	3,05			2,78	2,68	2,62				
6,14		3,02			3,18	2,89	3,00				
							2,41				
Mittelwerte:											
6,09	6,98	3,21	3,12	3,00	2,92	2,72	2,59	2,53	2,56	2,21	4,36

Br 35	Se 34	As 33	Ge 32	Zn 30	Cu 29	Ni 28	Co 27	Fe 26	Mn 25	Cr 24	Va 23
1,45	0,74	0,55	0,48	0,16	0,11	0,23	0,24	0,34	0,45	0,94	0,69
1,32	0,96	0,57	0,39	0,17	0,14	0,25	0,24	0,30	0,41	0,92	0,95
1,52	1,00	0,64	0,40	0,17	0,16	0,19	0,24	0,31	0,40	0,99	0,79
1,57	1,00	0,67	0,40			0,18	0,24	0,30	0,46	1,03	0,83
1,30	0,94	0,64	0,37			0,17		0,30	0,42	0,92	0,92
	0,89	0,58	0,40			0,19		0,30		0,95	0,87
		0,57						0,30			
		0,50									
Mittelwerte:											
1,43	0,92	0,59	0,41	0,17	0,14	0,20	0,24	0,31	0,43	0,96	0,84

Tafel I zu H.-Th. Meyer, *K*-Linien des Röntgenspektrums.

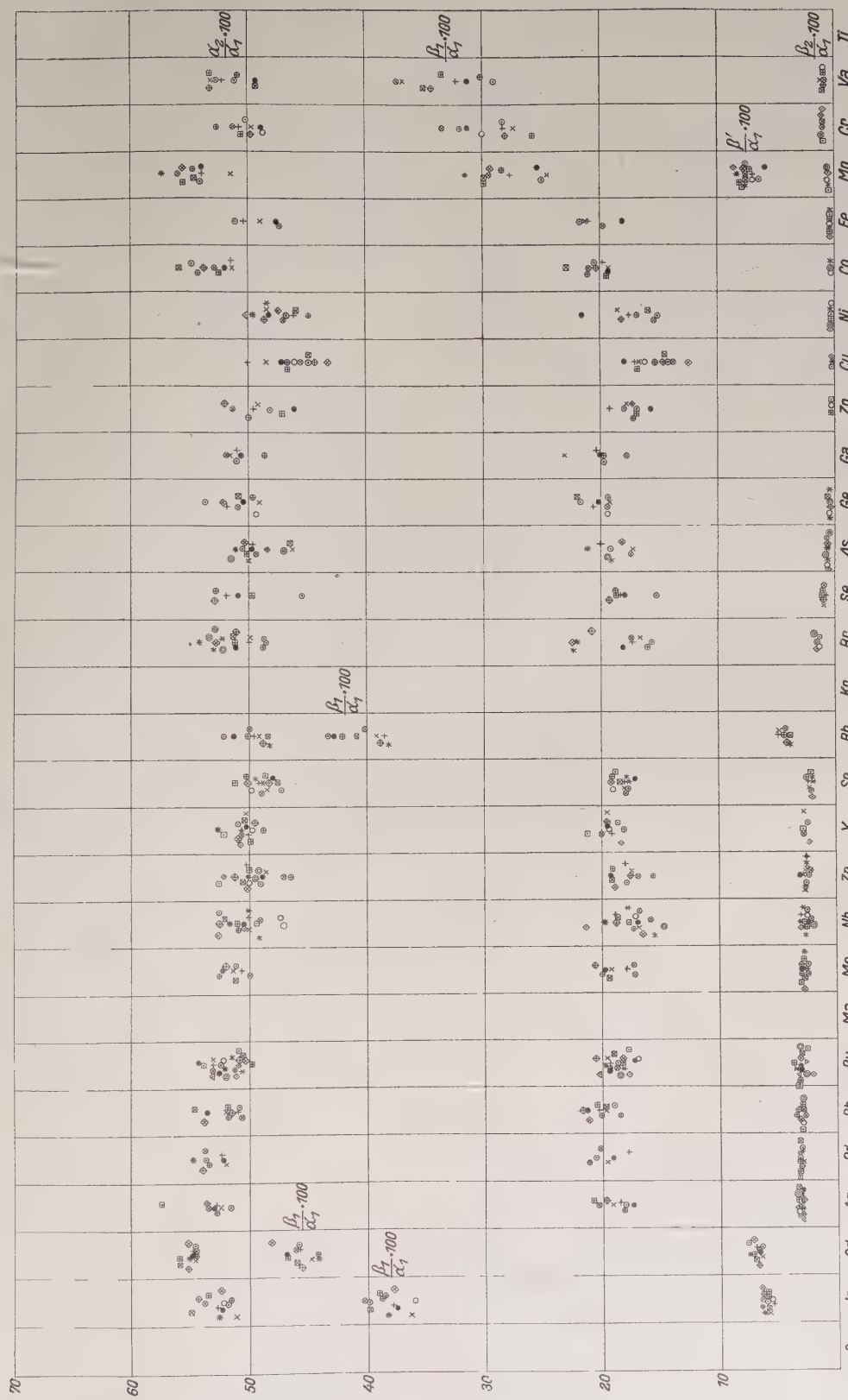

Bild 22.

Tafel II zu H.-Th. Meyer, *K*-Linien des Röntgenspektrums.

Bild 23.

Tabelle 9. Zusammenstellung der Messungen von $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ 100.

Jn 49	Cd 48	Ag 47	Pd 46	Rh 45	Ru 44	Mo 42	Nb 41	Zr 40	Y 39	Sr 38	Rb 37
17,3	14,3	15,7	17,1	14,6	15,4	15,0	15,4	14,8	13,7	12,9	12,7
14,5	15,4	15,3	15,0	14,6	16,2	13,9	14,0	14,9	13,2	12,5	10,5
16,3	14,6	16,4	15,4	15,4	17,1	13,9	15,9	14,3	12,9	13,1	12,2
15,4	16,7	16,4	15,0	15,1	15,7	13,7	16,2	13,4	13,0	11,6	10,8
15,4	15,2	16,0	14,7	14,5	16,4	15,0	14,6	13,8	12,7	11,8	10,7
16,2	14,2	17,1	15,8	14,5	15,2	13,8	14,6	13,6		11,4	9,7
15,5	15,3	17,3	15,7	14,5	15,7	14,4	13,4	15,1		11,5	10,4
14,8	15,1	17,3	16,3	15,0	16,3	13,9	14,5	14,5		11,3	
16,5	14,9	18,1	16,3		16,4	14,2	15,6	15,0			
17,2	14,9	17,4	16,4		14,9	14,8	15,9	14,5			
15,8	17,0	16,0			17,0	14,2	14,8				
16,0		15,8				15,3	14,0				
							14,1				
Mittelwerte:											
15,9	15,2	16,6	15,8	14,8	16,0	14,3	14,8	14,4	13,1	12,0	11,0

Br 35	Se 34	As 33	Ge 32	Zn 30	Cu 29	Ni 28	Co 27	Fe 26	Mn 25	Cr 24	Va 23
7,80	4,10	3,05	2,21	0,97	0,74	1,35	1,18	1,62	1,60	2,82	1,84
6,70	5,12	2,67	1,98	0,99	0,95	1,42	1,20	1,44	1,48	3,15	2,57
8,07	5,19	3,35	1,98	1,01	1,04	1,08	1,17	1,52	1,42	3,37	2,63
8,34	5,37	3,46	1,83			1,04	1,19	1,45	1,66	3,51	2,31
6,89	5,21	3,41	2,01			0,98		1,42	1,49	3,15	2,48
	4,93	3,09	2,00			1,12		1,45		3,23	2,62
		3,03						1,46			
		2,62									
Mittelwerte:											
7,56	4,99	3,08	2,00	0,99	0,91	1,17	1,19	1,48	1,53	3,21	2,41

In Bild 22 sind die in den vorstehenden Tabellen 6—8 wiedergegebenen Messungen von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ 100, $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ 100 und $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ 100 graphisch dargestellt. Die Messungen mit gleichen Bezeichnungen bedeuten ihre Zugehörigkeit zu derselben Spektralaufnahme. Wenn z. B. auf einer Platte für das Verhältnis $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ 100 der Wert 49,3, für $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ 100 der Wert 19,3 und für $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ 100 schließlich der Wert 0,39 gemessen wurde, dann wurden in Bild 22 diese drei Messungen mit dem gleichen Zeichen eingetragen, z. B. mit einem +. Bei der Darstellung der Messungen von $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ 100 in Bild 22 wurden die Werte zum Teil unter Benutzung der besonderen in Bild 23 wiedergegebenen Messungen von $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ 100 durch Umrechnung auf den für jedes Element gemessenen Mittelwert von $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ 100 errechnet.

Das Bild 23 zeigt die in Tabelle 9 enthaltenen Messungen von $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ 100.

VI. Fehlerquellen und ihre Berichtigungen.

Einige der bei der vorliegenden Arbeit zu berücksichtigenden Fehlerquellen wurden in den vorstehenden Ausführungen bereits besprochen und sollen deshalb an dieser Stelle nur noch einmal kurz erwähnt werden.

Ein Teil der Fehlerquellen lag in dem bei der Aufnahme der Spektren angewandten Verfahren begründet, ein anderer Teil in der Photometrierung. Die weitaus größten Fehler entstanden bei der Aufnahme der Spektren durch Absorption.

1. Die Absorption im Röntgenrohr.

Durch die Absorption in der Antikathode selbst entstand im kontinuierlichen Spektrum bei jedem Element auf der kurzwelligen Seite der β_2-Linie, d. h. an der K-Absorptionskante des betreffenden Elementes ein Schwärzungssprung, dessen Größe abhängig war von der Beschaffenheit der Antikathodenoberfläche und dem Austrittswinkel der Röntgenstrahlen. Die Größe dieses Schwärzungssprunges wurde durch Änderung des Austrittswinkels und durch Aufrauhen bzw. Polieren der Antikathodenfläche variiert. Daß eine Änderung des Intensitätsverhältnisses der Linien untereinander infolge der Absorption in der Antikathode nicht gemessen werden konnte, ist bereits erwähnt worden. Da also solche Änderungen innerhalb der Fehlergrenzen lagen, wurde bei dem Ergebnis der Messungen eine diesbezügliche Korrektur nicht angebracht.

2. Die Absorption außerhalb des Röntgenrohres.

Der Einfluß der Absorption der aus dem Röntgenrohr austretenden Strahlen durch das Aluminiumfenster des Röntgenrohres, durch die zwischen dem Fenster und dem Plattenhalter befindliche Luftschicht, durch das Papier, in welchem die photographischen Platten eingewickelt waren und schließlich noch durch die Schicht der photographischen Platte war — vor allen Dingen bei den Elementen niedrigerer Ordnungszahl und soweit es das Intensitätsverhältnis von $\frac{\beta_1}{\alpha_1}100$ und $\frac{\beta_2}{\alpha_1}100$ betraf, — recht erheblich. Die gemessenen Werte wurden deshalb für die Absorption im Fenster, in der Luft, im Papier und in der photographischen Platte in folgender Weise berichtigt:

Für die Absorption von Röntgenstrahlen in einem Medium mit dem Schwächungskoeffizienten μ gilt bei gegebener Schichtdicke d die Gleichung:

$$J = J_0 \cdot e^{-\mu d}. \tag{5}$$

In dieser Formel bedeutet J_0 die Intensität der Strahlung vor und J die Intensität der Strahlung hinter der absorbierenden Substanz. Der Schwächungskoeffizient μ setzt sich zusammen aus dem wahren Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}$ und dem Streuungskoeffizienten σ, also

$$\mu = \bar{\mu} + \sigma.$$

Eingehende Absorptionsmessungen von Whiddington[1]), Oven[2]), Wingardh[3]), Hewlett[4]), Richtmyer[5]), Allen[6]) und anderen haben ergeben, daß

[1]) R. Whiddington: Phil. Mag. Bd. 43, S. 1117. 1922.
[2]) Oven: Proc. Roy. Soc. Bd. 94, S. 1516. 1918.
[3]) K. A. Wingardh: Z. Phys. Bd. 8, S. 363. 1912.
[4]) C. W. Hewlett: Phys. Rev. Bd. 17, S. 284. 1921; Bd. 19, S. 265; 1922; Bd. 20, S. 688. 1922.
[5]) F. K. Richtmyer: Phys. Rev. Bd. 17, S. 264. 1921; Bd. 18, S. 13. 1921. — F. K. Richtmyer und F. W. Warburton: Phys. Rev. Bd. 22, S. 539. 1923.
[6]) J. M. Allen: Phys. Rev. Bd. 23, S. 291. 1924; Bd. 24, S. 1. 1924; Bd. 27, S. 266. 1926; Bd. 28, S. 907. 1926.

der Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Wellenlänge darstellbar ist durch die Formel:

$$\frac{\bar{\mu}}{\varrho} = C \cdot \lambda^x . \tag{6}$$

In dieser Formel bedeutet $\bar{\mu}$ den wahren Absorptionskoeffizienten, ϱ die Dichte, C eine Konstante und x eine Potenz von λ, die in erster Näherung gleich 3 ist. Nach den bisher vorliegenden experimentellen Ergebnissen der Untersuchung des Streuungskoeffizienten σ ist dieser von der Wellenlänge unabhängig und ändert sich nur mit der Ordnungszahl. Der Wert von σ kann also, wenn μ gemessen wird, berechnet werden nach der Formel:

$$\frac{\mu}{\varrho} = \frac{\mu}{\varrho} + \frac{\sigma}{\varrho} = C \cdot \lambda^x + \frac{\sigma}{\varrho} . \tag{7}$$

a) Die Absorption in Luft. Für die Absorption von Röntgenstrahlen in Luft liegen leider für das in dieser Arbeit in Frage kommende Gebiet des Röntgenspektrums zuverlässige Messungen nicht vor. Der Wert von $\frac{\mu}{\varrho}$ für Luft ist jedoch von Küstner[1]), nach Messungen von Hewlett und Richtmyer[2]) unter Berücksichtigung der Edelgase sehr genau berechnet worden. Küstner gibt folgende Daten dafür an:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\mu}{\varrho} &= 2{,}56 \cdot \lambda^3 + 0{,}17 \quad \text{für} \quad \lambda > 0{,}850\,\text{Å}\,, \\ \frac{\mu}{\varrho} &= 2{,}63 \cdot \lambda^3 + 0{,}17 \quad \text{für} \quad \lambda < 0{,}850 > 0{,}359\,\text{Å}\,, \\ \frac{\mu}{\varrho} &= 2{,}66 \cdot \lambda^3 + 0{,}17 \quad \text{für} \quad \lambda < 0{,}359\,\text{Å}\,. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Da durch die Änderung der Konstanten C in diesen Gleichungen im Verlauf der Absorptionskurve an den Übergangsstellen Sprünge entstehen, wurde der Wert von $\frac{\mu}{\varrho}$ nach den Formeln von Küstner für verschiedene Wellenlängen berechnet und gefunden, daß sich der Wert für sämtliche Wellenlängen sehr genau wiedergeben läßt durch die Gleichung:

$$\frac{\mu}{\varrho} = 2{,}6 \cdot \lambda^{2{,}98} + 0{,}17 . \tag{9}$$

Neuere, noch nicht veröffentlichte Untersuchungen des Luftabsorptionskoeffizienten, die am Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in München von Stockmeyer für die α-Linien von Cu und Fe durchgeführt wurden, haben nach mündlicher Mitteilung von Herrn Walter Stockmeyer ergeben, daß sich die nach der obigen Gleichung berechneten Werte von $\frac{\mu}{\varrho}$ in sehr guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis seiner Messungen befinden. Stockmeyer gibt für die Berechnung des wahren Absorptionskoeffizienten auf Grund seiner Messungen die Gleichung an:

$$\frac{\bar{\mu}}{\varrho} = 2{,}6 \cdot \lambda^3 . \tag{10}$$

[1]) H. Küstner: Strahlentherapie Bd. 17, S. 1. 1924.
[2]) C. W. Hewlett und F. K. Richtmyer: Siehe S. 140.

Für die Berechnung des Luftabsorptionskoeffizienten wurde daher in dieser Arbeit die oben angegebene abgeänderte Gleichung (9) nach Küstner benutzt, da für das kurzwelligere Gebiet des Röntgenspektrums der Luftabsorptionskoeffizient von Stockmeyer leider nicht gemessen wurde. In der Tabelle 10 werden die für die

Tabelle 10. μ-Werte für Luft ($\mu = \bar{\mu} + \sigma$).

$\varrho = 0{,}00121$ (bei 760 mm Hg und 18° C), $\sigma = 0{,}0002057$.

(Für Linienstrahlung der Elemente Te—Ti.)

Element	α_2	α_1	β_1	β_2	Element	α_2	α_1	β_1	β_2
Te	0,0005068	0,0004979	0,0004097	0,0003965	Kr	—	—	—	—
Sb	0,0005458	0,0005365	0,0004369	0,0004219	Br	0,003757	0,003715	0,002745	0,002645
Sn	0,0005906	0,0005806	0,0004685	0,0004516	Se	0,004461	0,004413	0,003259	0,003145
Jn	0,0006424	0,0006315	0,0005040	0,0004856	As	0,005324	0,005270	0,003897	0,003772
Cd	0,0007025	0,0006906	0,0005460	0,0005248	Ge	0,006401	0,006340	0,004692	0,004550
Ag	0,0007725	0,0007593	0,0005945	0,0005708	Ga	0,007762	0,007696	0,005702	—
Pd	0,0008541	0,0008398	0,0006519	0,0006259	Zn	0,009456	0,009384	0,006967	0,006787
Rh	0,0009496	0,0009340	0,0007205	0,0006884	Cu	0,01162	0,01154	0,008586	0,008385
Ru	0,001061	0,001044	0,0007992	0,0007662	Ni	0,01441	0,01431	0,01067	0,01044
Ma	—	—	—	—	Co	0,01803	0,01790	0,01338	0,01310
Mo	0,001349	0,001328	0,001003	0,0009602	Fe	0,02275	0,02261	0,01695	0,01661
Nb	0,001534	0,001511	0,001136	0,001087	Mn	0,02897	0,02880	0,02171	0,02128
Zr	0,001755	0,001730	0,001295	0,001239	Cr	0,03732	0,03712	0,02812	0,02759
Y	0,002020	0,001992	0,001483	0,001422	Va	0,04859	0,04838	0,03687	0,03615
Sr	0,002336	0,002306	0,001712	0,001642	Ti	0,06410	0,06385	0,04899	0,04811
Rb	0,002721	0,002689	0,001990	0,001913					

Wellenlängen sämtlicher Linien der K-Spektren der Elemente Te—Ti berechneten Werte von μ für Luft wiedergegeben. Für ϱ wurde hierbei der Wert $\varrho = 0{,}00121$ benutzt, welcher der Dichte der Luft bei 760 mm Hg und 18° C entspricht. Der Wert von σ wurde in der gleichen Weise berechnet ($\sigma = 0{,}0002057$).

b) Die Absorption im Al-Fenster. Für die Berechnung der Absorption im Aluminiumfenster des Röntgenrohres wurden die neuesten sehr sorgfältigen Messungen

Tabelle 11. μ-Werte für Al ($\mu = \bar{\mu} + \sigma$).

$\varrho = 2{,}67$, $\sigma = 0{,}392$.

(Für Linienstrahlung der Elemente Te—Ti.)

Element	α_2	α_1	β_1	β_2	Element	α_2	α_1	β_1	β_2
Te	4,144	4,034	2,954	2,792	Kr	—	—	—	—
Sb	4,619	4,502	3,287	3,105	Br	42,53	42,05	30,70	29,53
Sn	5,164	5,041	3,675	3,468	Se	50,60	50,09	36,69	35,38
Jn	5,791	5,658	4,109	3,882	As	60,64	60,07	44,11	42,67
Cd	6,520	6,373	4,622	4,363	Ge	73,03	72,36	53,32	51,69
Ag	7,364	7,204	5,212	4,921	Ga	88,56	87,82	64,99	—
Pd	8,344	8,173	5,914	5,591	Zn	107,8	107,0	79,51	77,46
Rh	9,492	9,308	6,734	6,347	Cu	132,6	131,6	98,04	95,75
Ru	10,82	10,62	7,684	7,286	Ni	164,2	163,1	121,8	119,1
Ma	—	—	—	—	Co	204,9	203,5	152,5	149,3
Mo	14,25	14,01	10,13	9,617	Fe	257,9	256,3	192,8	189,0
Nb	16,46	16,19	11,73	11,13	Mn	327,2	325,3	246,2	241,4
Zr	19,06	18,77	13,61	12,94	Cr	419,8	417,7	317,9	312,0
Y	22,18	21,86	15,85	15,11	Va	544,6	542,2	415,1	407,1
Sr	25,91	25,56	18,56	17,73	Ti	714,9	712,2	548,8	539,2
Rb	30,41	30,04	21,84	20,93					

des Schwächungskoeffizienten $\frac{\mu}{\varrho}$ für Al benutzt, die Allen[1]) ausgeführt hat. Der Wert von $\frac{\mu}{\varrho}$ für Aluminium wird von Allen auf Grund seiner Messungen wie folgt angegeben:

$$\frac{\mu}{\varrho} = 14{,}0 \cdot \lambda^{2{,}92} + 0{,}147. \tag{10}$$

In der Tabelle 11 werden die nach obiger Gleichung in der gleichen Weise wie in der vorhergehenden Tabelle berechneten Werte von μ für Aluminium wiedergegeben. Für ϱ wurde der Wert $\varrho = 2{,}67$ benutzt. Der Wert des Streuungskoeffizienten wurde mit $\sigma = 0{,}392$ berechnet.

c) Die Absorption im Papier. Da Absorptionsmessungen für Papier bisher noch nicht vorliegen, wurden für die Berechnung des Schwächungskoeffizienten $\frac{\mu}{\varrho}$ für Papier die Messungen zugrunde gelegt, die von Allen in den obenerwähnten Arbeiten für Kohlenstoff ausgeführt wurden. Als Wert für den Schwächungskoeffizienten $\frac{\mu}{\varrho}$ für Kohlenstoff gibt Allen die Formel an:

$$\frac{\mu}{\varrho} = 1{,}38 \cdot \lambda^{2{,}92} + 0{,}145\,. \tag{11}$$

Die Dichte ϱ des zum Einwickeln der photographischen Platte verwandten Papiers wurde durch Ausmessung des Volumens und Wägung wie folgt bestimmt:

$$\varrho = 0{,}86\,.$$

In der Tabelle 12 sind die nach obiger Gleichung berechneten Werte von μ für Papier für die in Frage kommenden Wellenlängen enthalten. Der Wert des Streuungskoeffizienten σ wurde mit $\sigma = 0{,}1247$ berechnet.

Tabelle 12. μ-Werte für Papier ($\mu = \bar{\mu} + \sigma$).

$\varrho = 0{,}86$, $\sigma = 0{,}1247$.

(Für Linienstrahlung der Elemente Te—Ti.)

Element	α_2	α_1	β_1	β_2	Element	α_2	α_1	β_1	β_2
Te	0,2437	0,2404	0,2060	0,2009	Kr	—	—	—	—
Sb	0,2589	0,2552	0,2160	0,2108	Br	1,462	1,447	1,087	1,050
Sn	0,2761	0,2723	0,2289	0,2223	Se	1,718	1,701	1,277	1,235
In	0,2961	0,2919	0,2427	0,2356	As	2,038	2,019	1,513	1,466
Cd	0,3192	0,3146	0,2590	0,2508	Ge	2,430	2,409	1,805	1,753
Ag	0,3460	0,3409	0,2777	0,2685	Ga	2,925	2,901	2,175	—
Pd	0,3772	0,3717	0,3001	0,2897	Zn	3,537	3,511	2,637	2,571
Rh	0,4136	0,4076	0,3260	0,3138	Cu	4,322	4,291	3,224	3,152
Ru	0,4559	0,4494	0,3562	0,3436	Ni	5,324	5,289	3,979	3,893
Ma	—	—	—	—	Co	6,617	6,571	4,954	4,853
Mo	0,5647	0,5570	0,4338	0,4176	Fe	8,299	8,248	6,234	6,112
Nb	0,6347	0,6262	0,4845	0,4657	Mn	10,50	10,44	7,928	7,777
Zr	0,7172	0,7080	0,5445	0,5231	Cr	13,44	13,37	10,20	10,01
Y	0,8164	0,8062	0,6153	0,5921	Va	17,40	17,32	13,28	13,03
Sr	0,9347	0,9236	0,7016	0,6752	Ti	22,81	22,72	17,54	17,23
Rb	1,078	1,066	0,8056	0,7768					

[1]) J. M. Allen: Phys. Rev. Bd. 27, S. 266. 1926; Bd. 28, S. 907. 1926.

Werden die in den vorstehenden Tabellen wiedergegebenen Werte für μ in die allgemeine Absorptionsformel (5) eingesetzt, so nimmt diese die Form an:

$$J = J_0 \cdot e^{-(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2 + \mu_3 d_3)}$$

oder

$$J_0 = J \cdot e^{(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2 + \mu_3 d_3)} .$$

Setzt man nun

$$(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2 + \mu_3 d_3) = a_\lambda ,$$

so lautet die Gleichung (12) des für Absorption in Luft, Aluminiumfenster und Papier berichtigten relativen Intensitätsverhältnisses zweier Linien

$$\frac{J_{0\lambda_1}}{J_{0\lambda_2}} = \frac{J_{\lambda_1}}{J_{\lambda_2}} \cdot e^{(a_{\lambda_1} - a_{\lambda_2})} . \tag{12}$$

Der Korrekturfaktor für die Absorption in Luft, Aluminiumfenster und Papier wird also wiedergegeben durch den Ausdruck:

$$e^{(a_{\lambda_1} - a_{\lambda_2})} .$$

Tabelle 13. Korrekturfaktor für Absorption in Luft, Al und Papier.

Element	$\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$	$\frac{\beta_1}{\alpha_1}$	$\frac{\beta_2}{\beta_1}$	Element	$\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$	$\frac{\beta_1}{\alpha_1}$	$\frac{\beta_2}{\beta_1}$
Te	1,00048	0,9951	0,9993	Kr	—	—	—
Sb	1,00052	0,9945	0,9992	Br	1,0024	0,9480	0,9945
Sn	1,00056	0,9938	0,9991	Se	1,0026	0,9385	0,9937
Jn	1,00061	0,9928	0,9990	As	1,0029	0,9274	0,9931
Cd	1,00067	0,9920	0,9988	Ge	1,0033	0,9135	0,9923
Ag	1,00073	0,9908	0,9987	Ga	1,0036	0,8967	—
Pd	1,00080	0,9896	0,9985	Zn	1,0040	0,8764	0,9902
Rh	1,00087	0,9882	0,9982	Cu	1,0047	0,8512	0,9892
Ru	1,00095	0,9865	0,9981	Ni	1,0054	0,8200	0,9871
Ma	—	—	—	Co	1,0071	0,7820	0,9849
Mo	1,00112	0,9821	0,9976	Fe	1,0078	0,7354	0,9817
Nb	1,00126	0,9794	0,9972	Mn	1,0092	0,6806	0,9771
Zr	1,00134	0,9762	0,9969	Cr	1,0116	0,6143	0,9719
Y	1,0015	0,9723	0,9966	Va	1,0121	0,5359	0,9637
Sr	1,0017	0,9678	0,9961	Ti	1,0136	0,4484	0,9533
Rb	1,0019	0,9622	0,9957				

In der Tabelle 13 sind diese Korrekturfaktoren für die Messungen von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$, $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ und $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ enthalten.

3. Die Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte.

Um aus der Schwärzung der photographischen Platte richtige Schlüsse auf die Intensität der Röntgenstrahlung ziehen zu können, ist es notwendig, die Beziehungen zwischen der Schwärzung und der absorbierten Röntgenstrahlenenergie zu kennen. Daß die Schwärzung in engem Zusammenhang mit der in der photographischen Platte absorbierten Energie stehen muß, ist schon aus dem Auftreten der Schwärzungssprünge an den Absorptionskanten von Ag und Br bei Aufnahme des kontinuierlichen Röntgenspektrums erkennbar. Da die Schwärzungssprünge jedoch mit den theoretisch für die Bromsilberschicht der photographischen Platte berechneten Absorptionssprüngen nicht übereinstimmen, sondern stets kleiner sind, lag die Vermutung nahe,

daß im wesentlichen nur der in Photoelektronenenergie verwandelte Betrag der gesamten absorbierten Röntgenstrahlenenergie maßgebend für die Schwärzung sein kann.

Wie Versuche von Bragg und Porter[1]), Sadler[2]), Barkla und Dallas[3]) gezeigt haben, ist nämlich der Sprung in der Photoelektronenemission bei Überschreitung einer Absorptionskante stets kleiner als der Sprung des Absorptionskoeffizienten, weil ein Teil der absorbierten Energie auf der kurzwelligen Seite der Absorptionskante als charakteristische Eigenstrahlung wieder verausgabt wird.

Untersuchungen über die Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte, bzw. über das Verhältnis des in Photoelektronenenergie verwandelten Betrages zu der gesamten absorbierten Energie wurden von Bouwers[4]), Berthold[5]), Berthold und Glocker[6]), Glocker[7]) und anderen vorgenommen. Glocker hat nachweisen können, daß die Schwärzung der photographischen Platte tatsächlich proportional dem in Photoelektronenenergie verwandelten Betrag der gesamten absorbierten Energie ist. Von der in der photographischen Schicht entstehenden charakteristischen Eigenstrahlung von Ag und Br werden, wie eine Berechnung nach der von Glocker[8]) angegebenen Formel ergibt, nur einige Prozent in der Schicht selbst wieder absorbiert. Der auf die Eigenstrahlung entfallende Betrag an Photoelektronenenergie kann daher vernachlässigt werden. Die Schwärzung kann dann ausgedrückt werden durch die Gleichung (13):

$$S = (1 - e^{-\bar{\mu} d})\, \alpha \cdot J_0 , \tag{13}$$

worin J_0 die Intensität der Strahlung beim Auftreffen auf die photographische Schicht, $\bar{\mu}$ den Absorptionskoeffizienten von AgBr, d die Dicke der Bromsilberschicht und α die Photoelektronenausbeute der absorbierten Röntgenstrahlenenergie bedeuten. Die Division der für die Schwärzung der photographischen Platte geltenden Gleichung (13) durch die für die absorbierte Röntgenstrahlenenergie geltende Gleichung (14) [vgl. Gleichung (5) S. 140]

$$J_0 - J = i = (1 - e^{-\mu d}) \cdot J_0 , \tag{14}$$

ergibt den Wert von α. Während α auf der langwelligen Seite der Br-Absorptionsbandkante den Wert 1 hat, ist die Größe von α auf der kurzwelligen Seite der Br-Absorptionsbandkante bestimmt durch den Betrag, der sich aus der Division des Schwärzungssprunges $\frac{S_K}{S_L}$ durch den Absorptionssprung $\frac{i_K}{i_L}$ ergibt. In der gleichen Weise läßt sich der Wert von α auf der kurzwelligen Seite der Ag-Absorptionsbandkante berechnen, wobei jedoch zu berücksichtigen ist, daß α auf der langwelligen Seite der Ag-Absorptionsbandkante eine Größe darstellt, die kleiner ist als 1, worauf ich später noch zurückkommen werde (vgl. S. 149).

Der in der gleichen Richtung wie die Photoelektronen wirkende Einfluß der Compton-Elektronen kann für den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Spektral-

[1]) W. H. Bragg und Porter: Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 85, S. 349. 1911.
[2]) C. A. Sadler: Phil. Mag. Bd. 18, S. 107. 1909.
[3]) C. G. Barkla und A. E. M. M. Dallas: Phil. Mag. Bd. 47, S. 1. 1924.
[4]) A. Bouwers: Dissertation Utrecht 1924.
[5]) R. Berthold: Ann Phys. Bd. 76, S. 409. 1925.
[6]) R. Berthold und R. Glocker: Z. Phys. Bd. 31, S. 259. 1925.
[7]) R. Glocker: Z. techn. Phys. Heft 11, S. 571. 1926; Z. Phys. Bd. 43, S. 827. 1927; Z. techn. Phys. H. 6, S. 201. 1928.
[8]) R. Glocker: Phys. Z. Bd. 19, S. 249. 1918.

bereich vernachlässigt werden, da der Streuungskoeffizient σ gegenüber dem Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}$ von AgBr nur klein und der auf Compton-Elektronen entfallende Betrag wiederum nur ein Bruchteil der gestreuten Quanten ist.

Mit Hilfe der obigen für die Schwärzung der photographischen Platte gegebenen Gleichung ist es möglich, das wahre Intensitätsverhältnis zweier Spektrallinien von verschiedener Wellenlänge zu berechnen, wenn man die wirksame Dicke der Bromsilberschicht, den Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}$ und die Photoelektronenausbeute α kennt.

Die Möglichkeit der Berechnung des Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}$ ist durch eine kürzlich veröffentlichte Arbeit von Edvin Jönsson[1]) für jedes Element gegeben. Jönsson kann in seiner Arbeit an Hand eines sehr umfangreichen experimentellen Materials, das den Arbeiten von Allen[2]), Richtmyer[3]), Hewlett[4]), Wingardh[5]), Siegbahn und Wingardh[6]), Hull und Rice[7]), Bragg und Peirce[8]), Stoner und Martin[9]) und eigenen Messungen entnommen wurde, nachweisen, daß es eine sämtlichen Elementen gemeinsame Beziehung zwischen dem Absorptionskoeffizienten $\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$ und der Wellenlänge λ gibt.

Diese Beziehung besteht darin, daß ein „Elektronenabsorptionskoeffizient" (μ_e) dargestellt wird als Funktion von $N\lambda$ (N = Ordnungszahl).

μ_e wird definiert durch die Gleichung (15)

$$\mu_e = \frac{\bar{\mu}}{\varrho} \cdot \frac{A}{L \cdot N}, \tag{15}$$

worin A das Atomgewicht, N die Ordnungszahl, L die Loschmidtsche Zahl, $\bar{\mu}$ den wahren Absorptionskoeffizienten und ϱ die Dichte bedeuten. Setzt man in der Gleichung (15) für die Dichte ϱ den Wert $\frac{A}{L}$ ein, so ergibt sich, daß μ_e die Absorption pro Elektron in der Volumeneinheit darstellt. Jönsson teilt eine Tabelle und eine Kurve mit, die es ermöglichen, für jede beliebige absorbierende Substanz und Wellenlänge im Bereich $\lambda < 12$ Å und $(N\lambda) > 8$ den wahren Absorptionskoeffizienten $\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$ durch Multiplikation der aus der Kurve abgelesenen Werte von $\mu_{e_K} \cdot L$ mit dem Faktor $\frac{N}{A}$ zu berechnen.

Bild 24 zeigt die der Arbeit von Jönsson entnommene Kurve, nach der die Werte von $\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$ für Ag und Br für den in der vorliegenden Arbeit in Frage kommenden Wellenlängenbereich berechnet wurden.

Jönsson weist in seiner Arbeit durch eigene Absorptionsmessungen an einer Anzahl von Elementen ferner nach, daß die Änderung des Absorptionskoeffizienten

[1]) Edvin Jönsson: „Absorptionsmessungen im langwelligen Röntgengebiet und Gesetze der Absorption". Dissertation. Upsala.
[2]) J. M. Allen: Phys. Rev. Bd. 27, S. 266; Bd. 28, S. 907. 1926.
[3]) F. K. Richtmyer: Phys. Rev. Bd. 18, S. 13. 1921.
[4]) C. W. Hewlett: Phys. Rev. Bd. 17, S. 284. 1921.
[5]) K. A. Wingardh: Dissertation. Lund 1923.
[6]) M. Siegbahn und K. A. Wingardh: Phys. Z. Bd. 21, S. 83. 1920.
[7]) A. W. Hull und M. Rice: Phys. Rev. Bd. 8, S. 326. 1916.
[8]) W. H. Bragg und S. E. Peirce: Phil. Mag. Bd. 28, S. 626. 1914.
[9]) E. C. Stoner und L. H. Martin: Proc. Roy. Soc. London Bd. 107, S. 312. 1925.

$\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$ beim Überschreiten der K-Absorptionsgrenze ausgedrückt werden kann durch

$$\delta_{\frac{K}{L_I}} = \frac{E_K}{E_{L_I}}, \tag{16}$$

wobei $\delta_{\frac{K}{L_I}}$ den Absorptionssprung an der K-Absorptionskante und E_K bzw. E_{L_I} die Energieniveauwerte $\frac{\nu}{R}$ des K-, bzw. des L_I-Niveaus bedeuten, und daß analoge Formeln für die gesamten L- und M-Absorptionssprünge gelten.

Die nach der Jönssonschen Kurve berechneten Werte von $\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$ für Ag bzw. Br wurden daher auf der langwelligen Seite der K-Absorptionskanten von Ag bzw. Br durch die Quotienten der entsprechenden K- und L_I-Energieniveaus dividiert. Der Sprungfaktor hatte hiernach für Ag den Wert 6,67 und für Br den Wert 7,60. Die für die Berechnung des Sprungfaktors benutzten Energieniveauwerte wurden der Arbeit von Lindh[1]) entnommen. Der Wert des L_I-Energieniveaus von Br wurde durch Interpolation ermittelt.

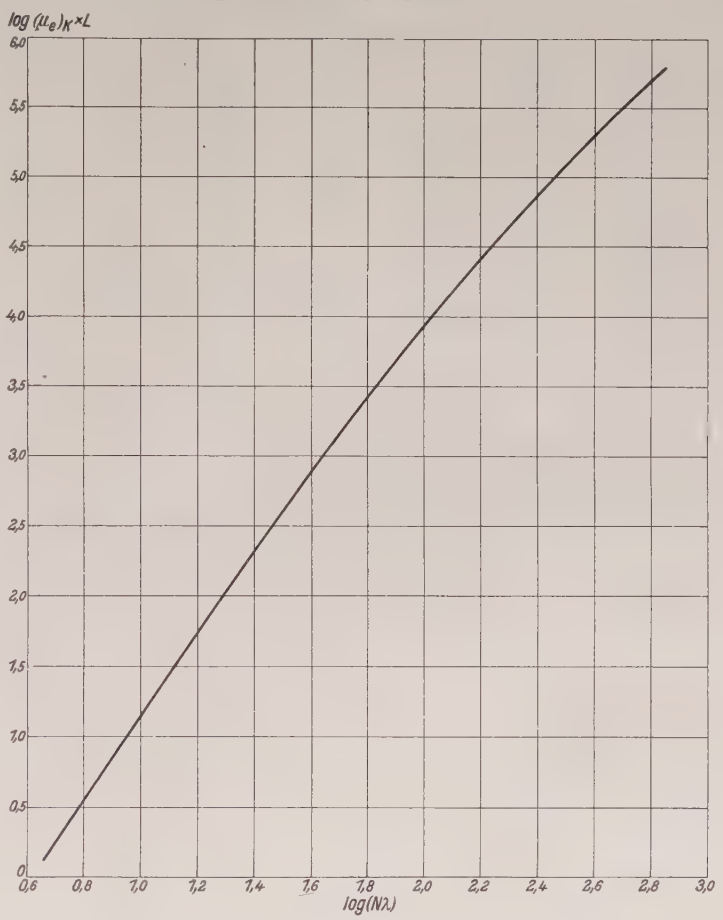

Bild 24.

Nachdem die $\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$-Werte für Ag und Br berechnet waren, konnten die $\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$-Werte für AgBr mit Hilfe der Glockerschen[2]) Mischungsformel (17)

$$\frac{\bar{\mu}}{\varrho} m = \frac{\bar{\mu}_1}{\varrho_1} m_1 + \frac{\bar{\mu}_2}{\varrho_2} m_2 . \tag{17}$$

ebenfalls berechnet werden, wobei $\frac{\bar{\mu}_1}{\varrho_1}$ den Absorptionskoeffizienten von Ag, $\frac{\bar{\mu}_2}{\varrho_2}$ den von Br für die gleiche Wellenlänge, $\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$ den Absorptionskoeffizienten von AgBr, m_1 das Atomgewicht von Ag, m_2 das von Br und m das Molekulargewicht von AgBr bedeuten.

[1]) A. E. Lindh: Phys. Z. Heft 1 u. 2. 1927. [2]) R. Glocker: Phys. Z. Bd. 19, S. 66. 1918.

In der Tabelle 14 sind die für die in Frage kommenden Wellenlängen berechneten Werte des wahren Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}$ von AgBr enthalten. Für ϱ von AgBr wurde der Wert $\varrho = 6{,}3$ benutzt.

Tabelle 14. $\bar{\mu}$-Werte für AgBr. (Nach Jönsson.)
(Für Linienstrahlung der Elemente Te—Ti.)

Element	α_2	α_1	β_1	β_2	Element	α_2	α_1	β_1	β_2
Te	255,4	248,2	175,0	164,2	Kr	—	—	—	—
Sb	**286,7**	**279,1**	197,6	185,2	Br	372,0	368,0	276,2	266,2
Sn	114,1	111,7	223,8	209,8	Se	438,6	434,2	324,5	313,6
Jn	128,4	125,6	253,2	238,0	As	519,8	515,0	385,1	373,0
Cd	145,4	142,2	**286,6**	**270,0**	Ge	619,0	613,7	461,0	447,8
Ag	165,4	161,8	115,6	108,3	Ga	742,8	737,0	555,6	—
Pd	188,4	184,4	131,4	123,8	Zn	884,4	878,2	671,8	655,2
Rh	214,8	210,4	150,3	141,2	Cu	1063,6	1056,4	813,0	796,4
Ru	244,8	240,0	173,4	163,8	Ni	1293	1285	986,0	966,0
Ma	—	—	—	—	Ca	1580	1570	1211	1188
Mo	318,0	312,4	229,0	217,5	Fe	1931	1920	1492	1466
Nb	366,6	360,6	264,3	251,6	Mn	2372	2360	1858	1828
Zr	424,4	418,0	304,0	290,0	Cr	2952	2938	2308	2271
Y	493,0	486,2	353,0	337,2	Va	3683	3669	2920	2870
Sr	**577,1**	**569,8**	413,4	394,8	Ti	4650	4634	3708	3651
Rb	274,2	271,0	**486,6**	**466,2**					

Für die wirksame Schichtdicke d der für alle Messungen benutzten Hauff-Röntgenplatte hat die herstellende Firma den Wert von 0,0023 mm angegeben. Die Dicke der ganzen photographischen Schicht wurde durch Ausmessen mit einer Mikrometerschraube mit 0,0165 mm bestimmt. Demnach entfielen auf die AgBr-Schicht 14,0 Vol.-%. Das spezifische Gewicht des Bromsilbers ist $s_1 = 6{,}3$, das der trockenen Gelatine $s_2 = 1{,}3$. Die Zusammensetzung der photographischen Schicht betrug daher in Gewichtsprozenten:

$$\frac{V_1 \cdot s_1}{V_2 \cdot s_2} = \frac{m_1}{m_2}.$$

Die Rechnung ergibt für AgBr 44,0 Gew.-%, ein Wert, der den auch sonst in der Literatur angegebenen Werten über Zusammensetzung der photographischen Schicht durchaus entspricht.

Es wurden daher unter Zugrundelegung des Wertes $d = 0{,}0023$ mm die absorbierten Röntgenstrahlenenergien zu beiden Seiten der Ag- bzw. Br-Kanten berechnet. Der Wert des Absorptionssprunges ergab sich an der Ag-Kante zu 2,76, an der Br-Kante zu 2,36. Um aus diesen Werten die Größe der Photoelektronenausbeute α zu erhalten, waren die Schwärzungssprünge der photographischen Platte an der Ag- bzw. Br-Kante zu messen und durch die Absorptionssprünge zu dividieren, wie bereits auf S. 145 ausgeführt wurde. Die Messungen der Schwärzungssprünge wurden stets an drei verschiedenen Stellen der einzelnen Platten vorgenommen.

Die Tabellen 15 und 16 enthalten die zur Bestimmung der Schwärzungssprünge an der Ag- bzw. Br-Absorptionsbandkante gemachten Messungen. S_K bedeutet hierin die Schwärzung auf der kurzwelligen und S_L die auf der langwelligen Seite der Kanten. Bei den in den Tabellen angegebenen Werten ist der auf Schleierschwärzung entfallende Betrag bereits abgezogen worden. Der durch diese Messungen ermittelte Wert für den Schwärzungssprung $\frac{S_K}{S_L}$ erhöht sich noch entspre-

chend den Ausführungen auf S. 128 um 10%, so daß das Verhältnis der Schwärzungen beträgt:

an der Ag-Kante 2,19 : 1,

an der Br-Kante 2,10 : 1.

Tabelle 15. Die Empfindlichkeitsänderung der Hauff-Röntgenplatte an der Ag-Abs-Kante.

Pl. Nr.	Elem.	S_K	S_L	$\frac{S_K}{S_L}$	Mittel $\frac{S_K}{S_L}$
I		12,18	6,57	1,85	
934 II	Jn	13,00	6,85	1,90	1,91
III		12,44	6,29	1,98	
I		16,98	9,04	1,88	
935 II	Jn	19,03	9,86	1,93	1,91
III		19,16	10,00	1,92	
I		12,86	6,19	2,08	
936 II	Jn	14,40	6,54	2,20	2,10
III		14,40	7,18	2,01	
I		19,86	9,50	2,09	
937 II	Jn	22,93	11,24	2,04	2,04
III		24,22	12,10	2,00	
I		7,52	4,17	1,80	
938 II	Jn	9,39	4,89	1,92	1,89
III		9,80	5,03	1,95	
I		8,63	4,11	2,10	
941 II	Jn	8,96	4,09	2,19	2,13
III		9,00	4,30	2,09	
Mittel: 934—941					1,99

Tabelle 16. Die Empfindlichkeitsänderung der Hauff-Röntgenplatte an der Br-Abs-Kante.

Pl. Nr.	Elem.	S_K	S_L	$\frac{S_K}{S_L}$	Mittel $\frac{S_K}{S_L}$
I		30,97	16,20	1,91	
956 II	Mo	34,82	17,50	1,99	1,95
III		32,54	16,76	1,94	
I		28,76	14,99	1,92	
957 II	Mo	31,49	16,36	1,92	1,91
III		31,52	16,68	1,89	
I		24,02	13,03	1,84	
958 II	Mo	24,75	12,79	1,93	1,91
III		21,75	11,12	1,95	
I		30,61	15,88	1,93	
959 II	Mo	31,56	16,83	1,87	1,91
III		32,16	16,61	1,94	
I		33,58	18,37	1,83	
960 II	Mo	35,75	19,11	1,87	1,86
III		34,96	18,59	1,88	
Mittel: 956—960					1,91

Diese Werte sind etwas kleiner als die von R. Berthold[1]) gemessenen, jedoch dürfte dieser kleine Unterschied — R. Berthold gibt 2,5 bzw. 2,2 an — durch das in der vorliegenden Arbeit angewandte Verfahren der Standentwicklung und der Herstellung der Schwärzungskurve mittels rotierenden Sektors hinreichend erklärt werden können.

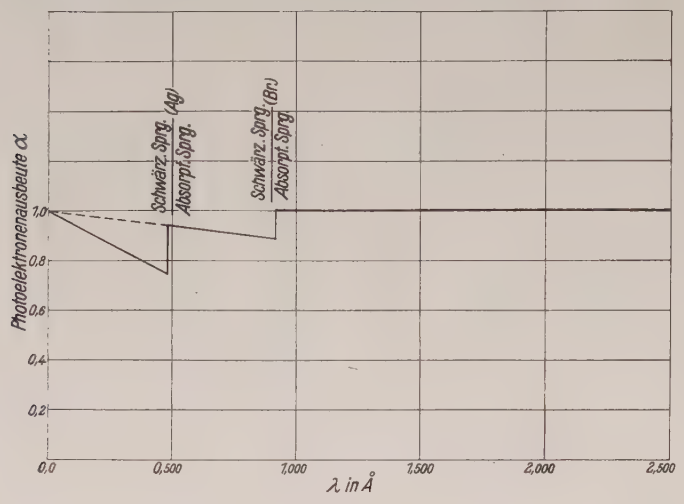

Bild 25.

Nachdem aus der Division der gemessenen Schwärzungssprünge durch die berechneten Absorptionssprünge die Werte für die Photoelektronenausbeute α an der Ag- bzw. Br-Absorptionskante gefunden waren, konnte der weitere Verlauf von α leicht bestimmt werden, da die Photoelektronenausbeute α nach Glocker[2]) mit wachsender Entfernung von der Absorptionskante linear mit der Frequenz ansteigt und bei $\lambda = 0$ gegen 1 konvergiert (vgl. Bild 25). Die mit Hilfe der in Bild 25 dargestellten Kurve bestimmten Werte der Photoelektronenausbeute α für alle in der vorliegenden Arbeit in Frage kommenden Wellenlängen sind in Tabelle 17 zahlenmäßig zusammengestellt:

Tabelle 17. Werte von α für Linienstrahlung der Elemente Te—Ti.
(α = Photoelektronenausbeute.)

Element	α_2	α_1	β_1	β_2	Element	α_2	α_1	β_1	β_2
Te	0,762	0,764	0,792	0,796	Kr	—	—	—	—
Sb	**0,752**	**0,754**	0,783	0,787	Br	1,000	1,000	1,000	1,000
Sn	0,941	0,942	0,773	0,778	Se	1,000	1,000	1,000	1,000
Jn	0,938	0,939	0,763	0,768	As	1,000	1,000	1,000	1,000
Cd	0,935	0,936	**0,752**	**0,757**	Ge	1,000	1,000	1,000	1,000
Ag	0,932	0,933	0,940	0,942	Ga	1,000	1,000	1,000	1,000
Pd	0,929	0,930	0,937	0,939	Zn	1,000	1,000	1,000	1,000
Rh	0,926	0,927	0,934	0,936	Cu	1,000	1,000	1,000	1,000
Ru	0,922	0,923	0,931	0,933	Ni	1,000	1,000	1,000	1,000
Ma	—	—	—	—	Co	1,000	1,000	1,000	1,000
Mo	0,914	0,915	0,924	0,926	Fe	1,000	1,000	1,000	1,000
Nb	0,910	0,911	0,920	0,922	Mn	1,000	1,000	1,000	1,000
Zr	0,905	0,906	0,916	0,918	Cr	1,000	1,000	1,000	1,000
Y	0,900	0,901	0,911	0,913	Va	1,000	1,000	1,000	1,000
Sr	**0,893**	**0,894**	0,906	0,908	Ti	1,000	1,000	1,000	1,000
Rb	1,000	1,000	**0,900**	**0,902**					

Da für das Verhältnis der Schwärzung der photographischen Platte zu der Intensität der Strahlung die durch Gleichung (13) auf S. 143 gegebene Beziehung gilt, war es notwendig, die Werte von $(1 - e^{-\mu d})\alpha$ für die AgBr-Schicht der in dieser

[1]) R. Berthold: Ann. Phys. Bd. 76, S. 409. 1925.
[2]) R. Glocker: Z. techn. Phys. Heft 6, S. 201. 1928.

Arbeit verwendeten Plattensorte (Hauff-Rtg.-Platte) und für alle in Frage kommenden Wellenlängen zu berechnen. Diese Werte sind in der Tabelle 18 enthalten:

Tabelle 18. Werte von $(1 - e^{-\bar{\mu} d})\alpha$ für die AgBr-Schicht der Hauff-Rtg.-Platte.

Element	α_2	α_1	β_1	β_2	Element	α_2	α_1	β_1	β_2
Te	0,0435	0,0424	0,0313	0,0295	Kr	—	—	—	—
Sb	**0,0480**	**0,0469**	0,0348	0,0328	Br	0,0826	0,0817	0,0616	0,0595
Sn	0,0244	0,0239	0,0388	0,0367	Se	0,0960	0,0950	0,0719	0,0695
Jn	0,0273	0,0268	0,0431	0,0409	As	0,1126	0,1116	0,0849	0,0823
Cd	0,0308	0,0301	**0,0482**	**0,0458**	Ge	0,1327	0,1316	0,1007	0,0980
Ag	0,0348	0,0340	0,0246	0,0232	Ga	0,1569	0,1557	0,1201	—
Pd	0,0394	0,0386	0,0280	0,0265	Zn	0,1844	0,1832	0,1428	0,1395
Rh	0,0446	0,0437	0,0318	0,0300	Cu	0,2180	0,2167	0,1706	0,1674
Ru	0,0505	0,0496	0,0362	0,0342	Ni	0,2571	0,2558	0,2029	0,1992
Ma	—	—	—	—	Co	0,3046	0,3030	0,2430	0,2390
Mo	0,0646	0,0637	0,0470	0,0448	Fe	0,3587	0,3570	0,2904	0,2862
Nb	0,0740	0,0729	0,0539	0,0514	Mn	0,4206	0,4190	0,3470	0,3424
Zr	0,0841	0,0830	0,0618	0,0592	Cr	0,4928	0,4912	0,4120	0,4069
Y	0,0966	0,0954	0,0713	0,0683	Va	0,5712	0,5698	0,4891	0,4832
Sr	**0,1110**	**0,1096**	0,0825	0,0792	Ti	0,6568	0,6555	0,5738	0,5682
Rb	0,0611	0,0604	**0,0952**	**0,0916**					

Die Korrekturwerte für das Intensitätsverhältnis zweier Linien berechnen sich nach der Gleichung (13) auf S. 143 wie folgt:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{(1 - e^{-\bar{\mu}_1 d}) \cdot J_1 \cdot \alpha_1}{(1 - e^{-\mu_2 d}) \cdot J_2 \cdot \alpha_2}$$

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{S_1 \cdot \alpha_2 (1 - e^{-\bar{\mu}_2 d})}{S_2 \cdot \alpha_1 (1 - e^{-\mu_1 d})} . \qquad (18)$$

Die Tabelle 19 gibt die Korrekturfaktoren wieder, mit denen die gemessenen Schwärzungsverhältnisse von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$, $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ und $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ für die Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte zu multiplizieren waren.

Tabelle 19. Korrekturfaktor für Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte.

Element	$\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$	$\frac{\beta_2}{\alpha_1}$	$\frac{\beta_2}{\beta_1}$	Element	$\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$	$\frac{\beta_2}{\alpha_1}$	$\frac{\beta_2}{\beta_1}$
Te	0,974	1,360	1,063	Kr	—	—	—
Sb	0,976	1,348	1,062	Br	0,989	1,327	1,037
Sn	0,979	**0,616**	1,059	Se	0,990	1,321	1,035
Jn	0,981	**0,621**	1,056	As	0,990	1,314	1,032
Cd	0,978	**0,625**	1,053	Ge	0,991	1,306	1,029
Ag	0,977	1,384	1,061	Ga	0,991	1,296	—
Pd	0,979	1,380	1,058	Zn	0,992	1,284	1,024
Rh	0,980	1,376	1,061	Cu	0,993	1,272	1,022
Ru	0,981	1,371	1,060	Ni	0,994	1,260	1,020
Ma	—	—	—	Co	0,994	1,246	1,018
Mo	0,983	1,358	1,050	Fe	0,995	1,230	1,016
Nb	0,984	1,353	1,050	Mn	0,996	1,210	1,014
Zr	0,985	1,346	1,045	Cr	0,997	1,190	1,012
Y	0,986	1,339	1,045	Va	0,997	1,167	1,012
Sr	0,987	1,330	1,042	Ti	0,998	1,143	1,010
Rb	0,988	**0,634**	1,040				

Die auf die Ag- bzw. Br-Absorptionsbandkante der photographischen Platte zurückzuführenden Sprünge in den Werten der Tabellen 14, 17, 18 und 19 sind durch Fettdruck der entsprechenden Werte besonders gekennzeichnet worden.

Die in den vorhergehenden Abschnitten (S. 138—142) angewandte Methode der Berechnung der Absorptionskoeffizienten für Luft, Al und Papier wurde aus dem Grunde gewählt, weil die Jönssonschen Tabellen die Berechnung von $\frac{\bar{\mu}}{\varrho}$-Werten für Wellenlängen und Elemente, bei denen der Wert von $(N\lambda) < 8$ ist, nicht mehr gestatten.

4. Das Reflexionsvermögen des Drehkristalles.

Das Reflexionsvermögen von NaCl-Kristallen in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist verschiedentlich untersucht worden. Dabei hat sich gezeigt, daß der Reflexionskoeffizient durch die Darwin-Braggsche Gleichung (19)

$$R = C \cdot \frac{\lambda^2 (1 + \cos^2 2\vartheta)}{\mu \cos \vartheta} \tag{19}$$

bei NaCl-Kristallen nicht richtig wiedergegeben wird. Paul Kirkpatrick[1]) hat aus diesem Grunde eine mittlere Kurve für den Reflexionskoeffizienten von NaCl-Kristallen in Abhängigkeit von der Wellenlänge angegeben, die durch Messungen von Bragg, James und Bosanquet[2]), Davis und Stempel[3]), A. H. Compton[4]) und Wagner und Kulenkampff[5]) gestützt wird.

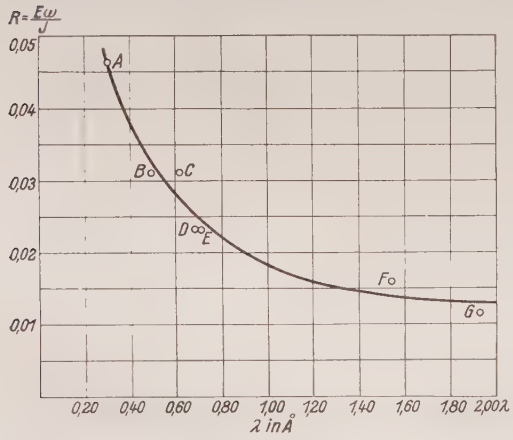

Bild 26.

Das Bild 26 stellt die der Arbeit von Kirkpatrick entnommene Kurve dar, nach der die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Intensitätswerte für das Reflexionsvermögen des Drehkristalles berichtigt wurden. Diese Korrektur wurde nur für das Intensitätsverhältnis von $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ bzw. $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ durchgeführt. Bei den Messungen von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ und $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ wurde für das Reflexionsvermögen des Kristalles wegen der Geringfügigkeit dieses Einflusses keine Korrektur angebracht.

Die Tabelle 20 gibt die aus der Kirkpatrickschen Kurve berechneten Korrekturfaktoren wieder, mit denen die Werte von $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ bzw. $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ für die Berichtigung hinsichtlich der Kristallreflexion zu multiplizieren waren.

[1]) Paul Kirkpatrick: Phys. Rev. Bd. 22, S. 414. 1923.
[2]) W. L. Bragg, R. W. James und C. H. Bosanquet: Phil. Mag. Bd. 41, S. 309; Bd. 42, S. 1. 1921.
[3]) B. Davis und W. M. Stempel: Phys. Rev. Bd. 19, S. 504. 1922.
[4]) A. H. Compton: Phys. Rev. Bd. 10, S. 95. 1917.
[5]) E. Wagner und H. Kulenkampff: Ann. Phys. Bd. 68, S. 369. 1922.

Tabelle 20. Korrekturfaktor für Kristallreflexion.

$$\left(\frac{R_{\alpha_1}}{R_{\beta_1}} \cdot \frac{\beta_1}{\alpha_1} = \text{Berichtigter Wert.}\right)$$

Element	$\frac{\beta_1}{\alpha_1}$	Element	$\frac{\beta_1}{\alpha_1}$
Te	—	Kr	—
Sb	—	Br	0,936
Sn	—	Se	0,939
Jn	0,916	As	0,941
Cd	0,917	Ge	0,944
Ag	0,918	Ga	0,947
Pd	0,919	Zn	0,951
Rh	0,920	Cu	0,955
Ru	0,921	Ni	0,959
Ma	—	Co	0,963
Mo	0,923	Fe	0,967
Nb	0,924	Mn	0,972
Zr	0,926	Cr	0,977
Y	0,928	Va	0,983
Sr	0,930	Ti	0,988
Rb	0,932		

5. Photometrierfehler.

Beim Photometrieren konnten Fehler entstehen durch Änderung der Empfindlichkeit der Apparatur während einer Meßreihe. Wie derartige Fehler berichtigt wurden, ist bei der Beschreibung der Photometriereinrichtung auf S. 117 angegeben worden.

Die Berücksichtigung der Krümmung der Spektrallinien sowie einer durch unvollkommene Kristallreflexion usw. hervorgerufenen gewissen Streifigkeit der Spektren wurde auf S. 115 bei der Beschreibung des Photometerspaltes schon besprochen.

Eine weitere Fehlerquelle lag in der Methode des Photometrierens mit Hilfe eines Spaltes. Wie eine einfache Überlegung zeigt, kann stets nur ein mittlerer Schwärzungswert für eine Fläche gemessen werden, die der Spaltbreite entspricht. Wenn also eine Schwärzung, die etwa in Form einer Maxwellschen Verteilungskurve verläuft, gemessen werden soll und das Maximum der Schwärzung schmaler ist als die Breite des Photometerspaltes, so wird der Wert der Maximalschwärzung beim Photometrieren stets zu klein gemessen. Um Fehler dieser Art nach Möglichkeit auszuschließen, wurden bei der Aufnahme der zur photometrischen Auswertung der Spektralaufnahmen verwandten Schwärzungskurve Belichtungsfelder benutzt, deren Breite etwa der mittleren Breite der aufgenommenen Spektrallinien entsprach, wie auf S. 126 ausgeführt wurde. Die Spektrallinien selbst wurden durch geeignete Einstellung des Spektrographenspaltes so aufgenommen, daß die Breite der Spektrallinien sich in Übereinstimmung mit der Breite des Photometerspaltes befand, wie auf S. 116 nachgewiesen wurde. Es wäre zwar zweckmäßiger gewesen, die Anordnung so zu treffen, daß die Breite der Maximalschwärzung groß gegen die Breite des Photometerspaltes gewesen wäre, jedoch war hier durch das photometrische Auflösungsvermögen eine Grenze gesetzt, die nicht überschritten werden durfte.

6. Einfluß der einzelnen Korrekturen.

Um den Einfluß der einzelnen Korrekturen auf das gemessene Intensitätsverhältnis möglichst übersichtlich zu veranschaulichen, sind in den Bildern 27 bis 30 die Korrekturen einzeln durchgeführt.

Bild 27 zeigt die Mittelwerte sämtlicher auf Tafel 1 in Bild 22 wiedergegebenen Einzelmessungen. In den bei den Elementen Jn, Cd und Rb auffallend hoch gemessenen Intensitätswerten der Linien β_1 und β_2 kommt der Einfluß der Silber- bzw. Brombandkante der photographischen Platte zum Ausdruck.

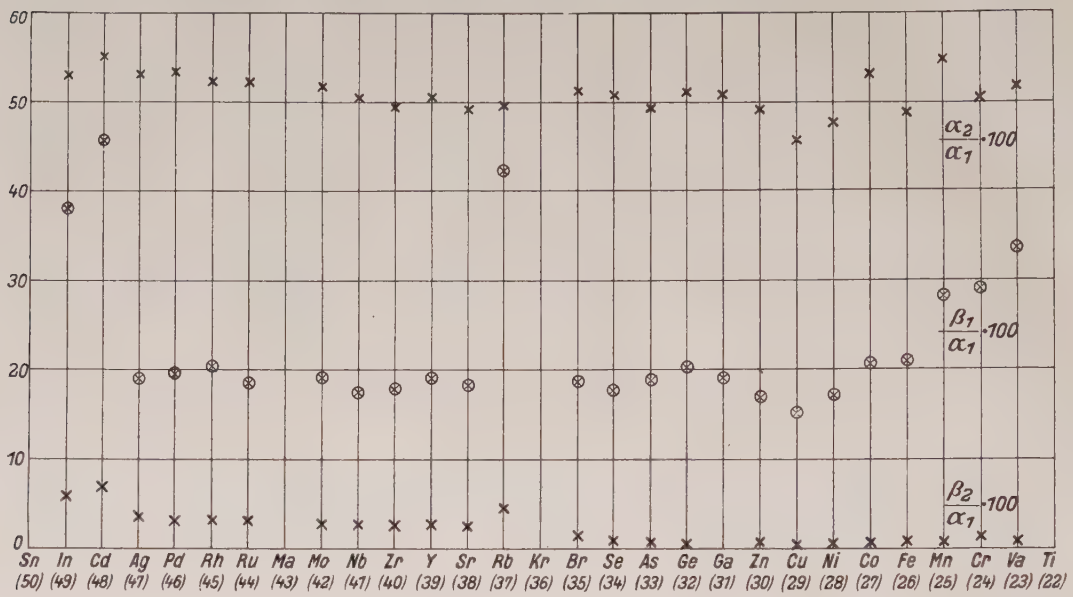

Bild 27. Mittelwert sämtlicher Messungen, unberichtigt.

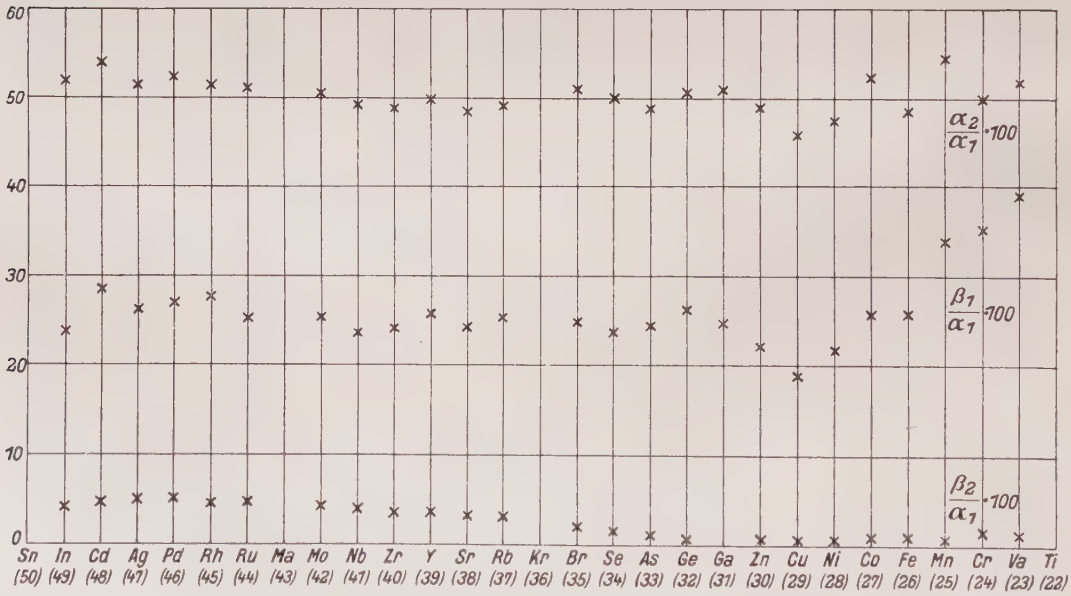

Bild 28. Werte des Bildes 27 für Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte, berichtigt.

Bild 28 zeigt alle Mittelwerte für die Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte berichtigt (vgl. S. 149). Die Intensitätswerte von β_1 und β_2 der Elemente Jn, Cd und Rb befinden sich jetzt in der gleichen Größenordnung wie die der anderen Elemente.

In Bild 29 sind die Messungen auch noch für Absorption in Luft, Aluminiumfenster und Papier (worin die Platten bei den Aufnahmen eingewickelt waren) berichtigt worden (vgl. S. 142).

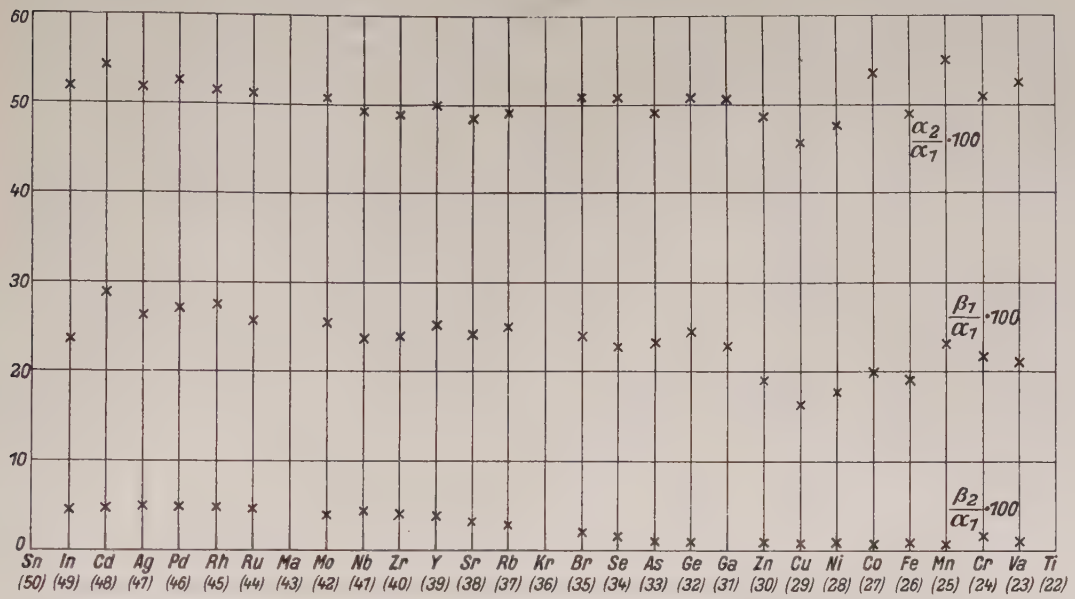

Bild 29. Werte des Bildes 28 für Absorption in Luft, Al-Fenster und Papier, berichtigt.

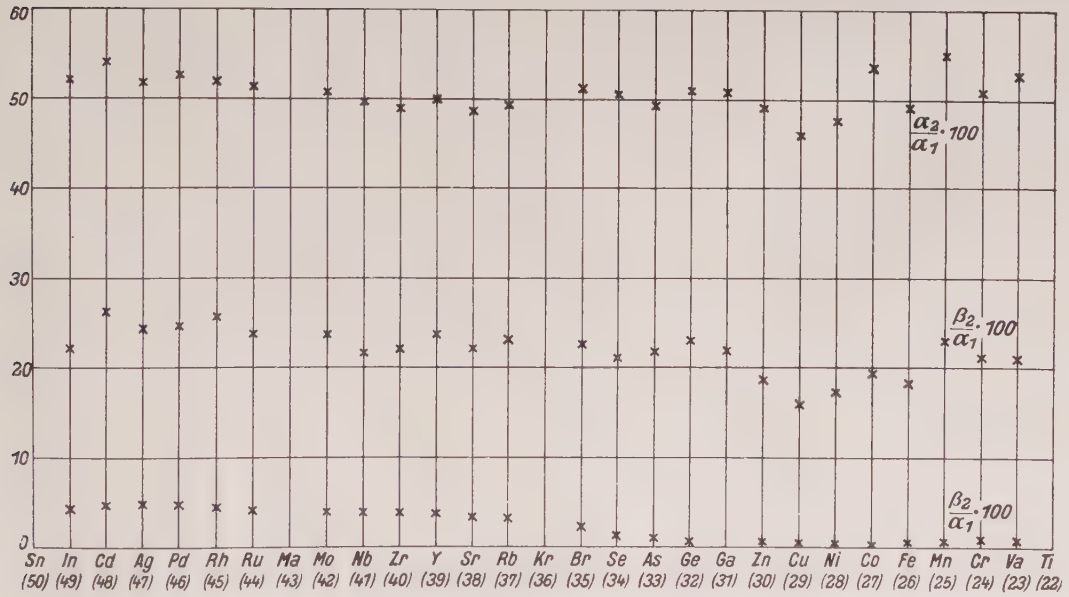

Bild 30. Werte des Bildes 29 für das Reflexionsvermögen des Drehkristalles, berichtigt.

Bild 30 zeigt schließlich das Endergebnis aller Korrekturen, da in dieser Figur noch für das Reflexionsvermögen des Drehkristalles die auf S. 151 angegebene Korrektur eingeführt wurde.

In Bild 31 werden die Mittelwerte sämtlicher auf Tafel II in Bild 23 dargestellten Einzelmessungen des Verhältnisses von $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ 100 wiedergegeben.

Bild 32 zeigt den Einfluß der Berichtigung der Messungen für die Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte (vgl. S. 149).

Tabelle 21. Berichtigungen der Messungen von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ 100.

Element	Mittelwerte der Messungen	Für Wellenlängenabhängigkeit der photogr. Platte berichtigte Werte	Für Absorption in Luft, Al und Papier berichtigte Werte	Element	Mittelwerte der Messungen	Für Wellenlängenabhängigkeit der photogr. Platte berichtigte Werte	Für Absorption in Luft, Al und Papier berichtigte Werte
Te	—	—	—	Kr	—	—	—
Sb	—	—	—	Br	51,3	50,75	50,9
Sn	—	—	—	Se	50,6	50,05	50,25
Jn	52,8	51,8	51,8	As	49,5	49,0	49,2
Cd	55,0	53,8	53,8	Ge	50,9	50,4	50,7
Ag	52,8	51,6	51,65	Ga	50,8	50,35	50,55
Pd	53,3	52,2	52,25	Zn	49,1	48,7	48,9
Rh	52,2	51,15	51,2	Cu	46,1	45,75	46,0
Ru	52,0	51,0	51,05	Ni	47,6	47,3	47,6
Ma	—	—	—	Co	53,1	52,8	53,15
Mo	51,4	50,5	50,6	Fe	49,0	48,75	49,1
Nb	50,4	49,6	49,7	Mn	54,6	54,4	54,9
Zr	49,8	49,05	49,1	Cr	50,2	50,0	50,55
Y	50,6	49,9	50,0	Va	51,6	51,45	52,1
Sr	49,1	48,45	48,55	Ti	—	—	—
Rb	49,8	49,2	49,3				

Die Korrektur für Absorption in Luft, Aluminium und Papier war, wie aus einem Vergleich der Tabelle 24 auf S. 156 zu ersehen ist, so gering, daß hierfür auf die Darstellung durch eine besondere Figur verzichtet wurde.

Tabelle 22. Berichtigungen der Messungen von $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ 100.

Element	Mittelwerte der Messungen	F. Wellenlängenabhängigkeit d. photogr. Platte berücht. Werte	Für Absorption in Luft, Al und Papier berichtigte Werte	Für Kristallreflexion berichtigte Werte	Element	Mittelwerte der Messungen	F. Wellenlängenabhängigkeit d. photogr. Platte berücht. Werte	Für Absorption in Luft, Al und Papier berichtigte Werte	Für Kristallreflexion berichtigte Werte
Te	—	—	—	—	Kr	—	—	—	—
Sb	—	—	—	—	Br	18,9	25,05	23,76	22,23
Sn	—	—	—	—	Se	18,0	23,78	22,32	20,95
Jn	38,4	23,85	23,68	21,70	As	18,9	24,83	23,03	21,65
Cd	45,8	28,64	28,42	26,10	Ge	20,2	26,38	24,10	22,75
Ag	19,1	26,40	26,16	24,00	Ga	19,6	25,40	22,80	21,58
Pd	19,8	27,30	27,00	24,80	Zn	17,3	22,20	19,46	18,50
Rh	20,2	27,80	27,46	25,26	Cu	15,3	19,46	16,57	15,80
Ru	18,7	25,65	25,32	23,32	Ni	17,3	21,80	17,87	17,12
Ma	—	—	—	—	Co	20,3	25,28	19,88	19,12
Mo	18,9	25,65	25,20	23,25	Fe	20,8	25,57	18,80	18,18
Nb	17,5	23,65	23,18	21,40	Mn	28,0	33,86	23,05	22,40
Zr	18,0	24,20	23,62	21,87	Cr	29,3	34,84	21,43	20,97
Y	19,3	25,82	25,10	23,30	Va	33,3	38,82	20,82	20,47
Sr	18,2	24,20	23,42	21,78	Ti	—	—	—	—
Rb	40,4	25,62	24,64	22,98					

Tabelle 23. Berichtigungen der Messungen von $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ 100.

Element	Mittelwerte der Messungen	F. Wellenlängenabhängigkeit d. photogr. Platte berücht. Werte	Für Absorption in Luft, Al und Papier berichtigte Werte	Für Kristallreflexion berichtigte Werte	Element	Mittelwerte der Messungen	F. Wellenlängenabhängigkeit d. photogr. Platte berücht. Werte	Für Absorption in Luft, Al und Papier berichtigte Werte	Für Kristallreflexion berichtigte Werte
Te	—	—	—	—	Kr	—	—	—	—
Sb	—	—	—	—	Br	1,43	1,96	1,85	1,73
Sn	—	—	—	—	Se	0,92	1,23	1,15	1,07
Jn	6,09	4,01	3,98	3,65	As	0,59	0,97	0,729	0,685
Cd	6,98	4,59	4,55	4,18	Ge	0,41	0,54	0,491	0,464
Ag	3,21	4,64	4,60	4,22	Ga	—	—	—	—
Pd	3,12	4,56	4,51	4,14	Zn	0,17	0,224	0,195	0,185
Rh	3,00	4,37	4,31	3,97	Cu	0,14	0,181	0,152	0,145
Ru	2,92	4,36	4,30	3,96	Ni	0,20	0,260	0,210	0,201
Ma	—	—	—	—	Co	0,24	0,306	0,237	0,228
Mo	2,72	3,85	3,78	3,48	Fe	0,31	0,384	0,277	0,258
Nb	2,59	3,67	3,59	3,32	Mn	0,43	0,525	0,349	0,339
Zr	2,53	3,63	3,54	3,28	Cr	0,96	1,133	0,678	0,663
Y	2,56	3,54	3,44	3,19	Va	0,84	0,947	0,490	0,484
Sr	2,21	3,02	2,93	2,72	Ti	—	—	—	—
Rb	4,36	2,92	2,81	2,62					

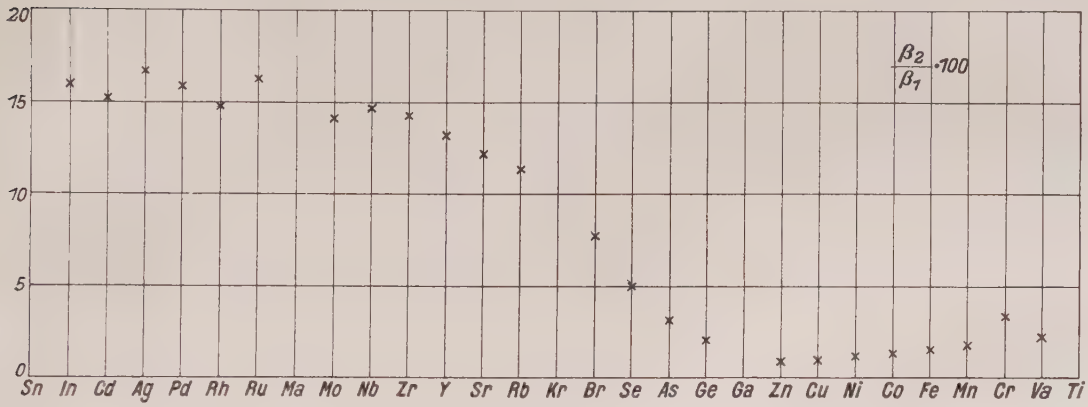

Bild 31. Mittelwerte aller Messungen von $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ 100 unberichtigt.

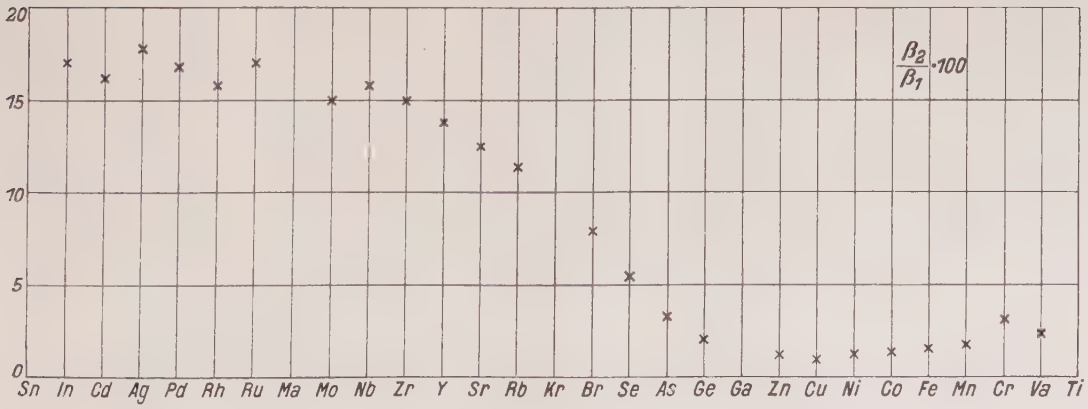

Bild 32. Werte des Bildes 31 für Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte, berichtigt.

Eine Korrektur für das Reflexionsvermögen des Kristalles wurde bei dem Vergleich dieser beiden Linien nicht angebracht wegen der Geringfügigkeit dieses Einflusses bei der kleinen Wellenlängendifferenz von nur etwa 0,010 Å.

Tabelle 24. Berichtigungen der Messungen von $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ 100.

Element	Mittelwerte der Messungen	Für Wellenlängenabhängigkeit der photogr. Platte berichtigte Werte	Für Absorption in Luft, Al und Papier berichtigte Werte	Element	Mittelwerte der Messungen	Für Wellenlängenabhängigkeit der photogr. Platte berichtigte Werte	Für Absorption in Luft, Al und Papier berichtigte Werte
Te	—	—	—	Kr	—	—	—
Sb	—	—	—	Br	7,56	7,84	7,79
Sn	—	—	—	Se	4,99	5,16	5,13
Jn	15,9	16,8	16,8	As	3,08	3,18	3,16
Cd	15,2	16,0	16,0	Ge	2,00	2,06	2,04
Ag	16,6	17,6	17,6	Ga	—	—	—
Pd	15,8	16,7	16,7	Zn	0,99	1,01	1,00
Rh	14,8	15,7	15,7	Cu	0,91	0,93	0,92
Ru	16,0	17,0	17,0	Ni	1,17	1,19	1,175
Ma	—	—	—	Co	1,19	1,21	1,191
Mo	14,3	15,0	15,0	Fe	1,48	1,50	1,473
Nb	14,8	15,5	15,5	Mn	1,53	1,55	1,514
Zr	14,4	15,0	15,0	Cr	3,21	3,25	3,160
Y	13,1	13,7	13,7	Va	2,41	2,44	2,352
Sr	12,0	12,5	12,5	Ti	—	—	—
Rb	11,0	11,4	11,4				

In den Tabellen 21—24 sind die Mittelwerte aller Messungen von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ 100, $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ 100, $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ 100 und $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ 100 mit den für die Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte, für Absorption in Luft usw. und für das Reflexionsvermögen des

Tabelle 25. Zusammenstellung der Intensitätsverhältnisse der K-Linien (berichtigte Werte).

Element	α_1	α_2	β_1	β_2	Element	α_1	α_2	β_1	β_2
Te	100	—	—	—	Kr	100	—	—	—
Sb	100	—	—	—	Br	100	50,9	22,2	1,73
Sn	100	—	—	—	Se	100	50,3	21,0	1,07
Jn	100	51,8	21,7	3,65	As	100	49,2	21,7	0,69
Cd	100	53,8	26,1	4,18	Ge	100	50,7	22,8	0,46
Ag	100	51,7	24,0	4,22	Ga	100	50,6	21,6	0,29 [1]
Pd	100	52,3	24,8	4,14	Zn	100	48,9	18,5	0,19
Rh	100	51,2	25,3	3,97	Cu	100	46,0	15,8	0,15
Ru	100	51,1	23,3	3,96	Ni	100	47,6	17,1	0,20
Ma	100	—	—	—	Co	100	53,2	19,1	0,23
Mo	100	50,6	23,3	3,48	Fe	100	49,1	18,2	0,26
Nb	100	49,7	21,4	3,32	Mn	100	54,9	22,4	0,34
Zr	100	49,1	21,9	3,28	Cr	100	50,6	21,0	0,66
Y	100	50,0	23,3	3,19	Va	100	52,1	20,5	0,48
Sr	100	48,6	21,8	2,72	Ti	100	—	—	—
Rb	100	49,3	23,0	2,62					

Drehkristalles berichtigten Werten zahlenmäßig zusammengestellt. Die Tabelle 25 enthält eine Zusammenstellung der relativen Intensitäten der Linien α_1, α_2, β_1 und β_2

[1]) interpolierter Wert.

für sämtliche untersuchten Elemente nach Anbringung aller Korrekturen, wobei $\alpha_1 = 100$ gesetzt ist. Bei Mn wurden außer den 4 Hauptlinien der K-Serie noch die relativen Intensitäten der β'- und der β_1-Linien gemessen. Die Tabelle 26 enthält die Messungen von $\frac{\beta'}{\beta_1}100$ von Mn.

Tabelle 26. Zusammenstellung der Messungen von Mn $\frac{\beta'}{\beta_1}100$.

25,2	23,1	25,2	25,6	25,0	25,4	26,4	27,0	26,2	24,8	26,9	27,8	26,9	25,8 = Mittelwert.

Eine Berichtigung für die Wellenlängenabhängigkeit der photographischen Platte, bzw. für Absorption in Luft usw. wurde in dem vorstehenden Falle nicht angebracht, da bei der kleinen Wellenlängendifferenz der beiden Linien diese Korrekturen sich etwa aufheben.

Eine Messung der Intensität der β'-Linie war bei anderen Elementen leider nicht möglich, da diese Linie wegen ihrer charakteristischen Unschärfe von der β_1-Linie photometrisch nicht scharf genug getrennt werden konnte. Dagegen wurde die Intensität der α_3-Linie noch bei den Elementen Mn, Cr und Va gemessen. Diese Messungen sind in der Tabelle 27 zusammengestellt. Auch in diesem Falle wurden die Mittelwerte der Messungen nicht korrigiert, da die Korrekturen innerhalb der Meßfehler lagen.

Sämtliche in der vorliegenden Arbeit aufgenommenen Spektren wurden bei einer Effektivspannung von 33 kV gemacht.

Tabelle 27. Zusammenstellung der Messungen von $\frac{\alpha_3}{\alpha_1}100$ (bei einer Röhrenspannung von 33 kV).

Mn 25	Cr 24	Va 23
1,03	1,11	2,73
1,12	1,07	2,65
1,16		3,17
1,15		3,65
		3,32
		3,19
		3,35
		3,18
Mittelwerte:		
1,12	1,09	3,16

VII. Diskussion der Ergebnisse.

In dem Bild 33 sind die Endergebnisse für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Intensitätsverhältnisse von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}100$ und $\frac{\beta_1}{\alpha_1}100$ durch liegende Kreuzchen bezeichnet worden. Wie aus der Figur zu ersehen ist, entspricht das Intensitätsverhältnis von $\alpha_1 : \alpha_2$ innerhalb von Grenzen, die kleiner als 10% sind, dem von der Theorie geforderten Verhältnis von 2 : 1. Die relativen Intensitäten von $\alpha_1 : \beta_1$ verhalten sich etwa wie 4 : 1, jedoch mit einer nach Elementen niedrigerer Ordnungszahl bzw. nach längeren Wellenlängen stetig abnehmenden Tendenz für den Intensitätswert von β_1. Dieser Effekt dürfte dadurch hinreichend erklärt werden können, daß nach R. Berthold[1]) bei der Umrechnung des Verhältnisses Schwärzung zu Ionisation auf gleiche absorbierte Energien sich ein kleiner Gang mit der Wellenlänge ergibt in dem Sinne, daß die photographische Wirkung mit der Wellenlänge größer wird. Da dieser Gang jedoch rechnerisch nicht bestimmt werden konnte, wurde eine diesbezügliche Korrektur nicht angebracht.

[1]) R. Berthold: Ann. Phys. Bd. 76, S. 409. 1925.

In Bild 33 sind außer den für die Intensitätsverhältnisse von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}100$ und $\frac{\beta_1}{\alpha_1} \cdot 100$ gefundenen Endwerten (liegende Kreuzchen!) noch Punkte eingetragen, die

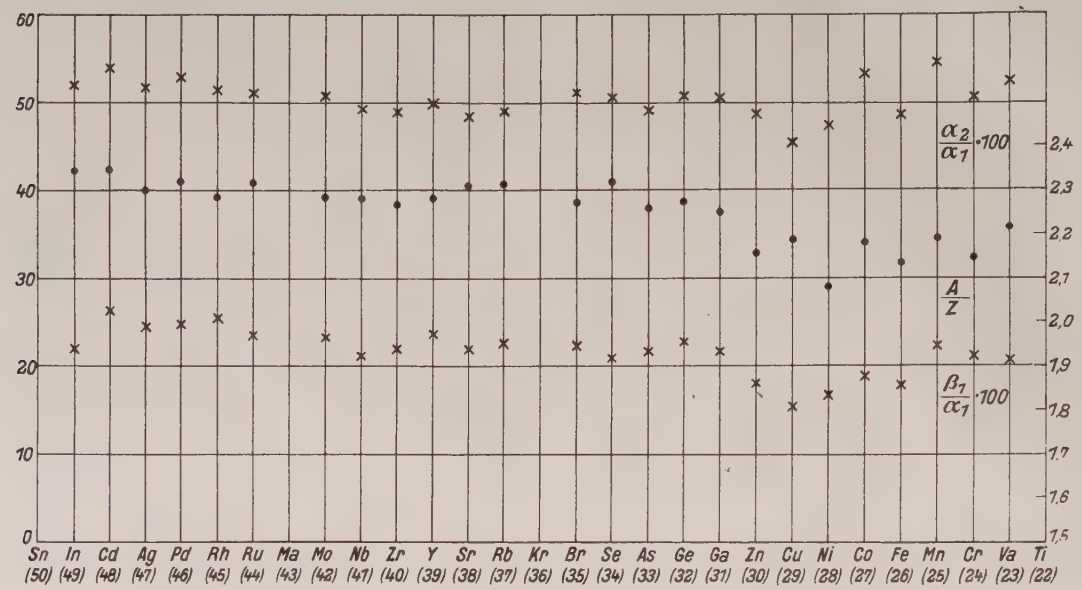

Bild 33.

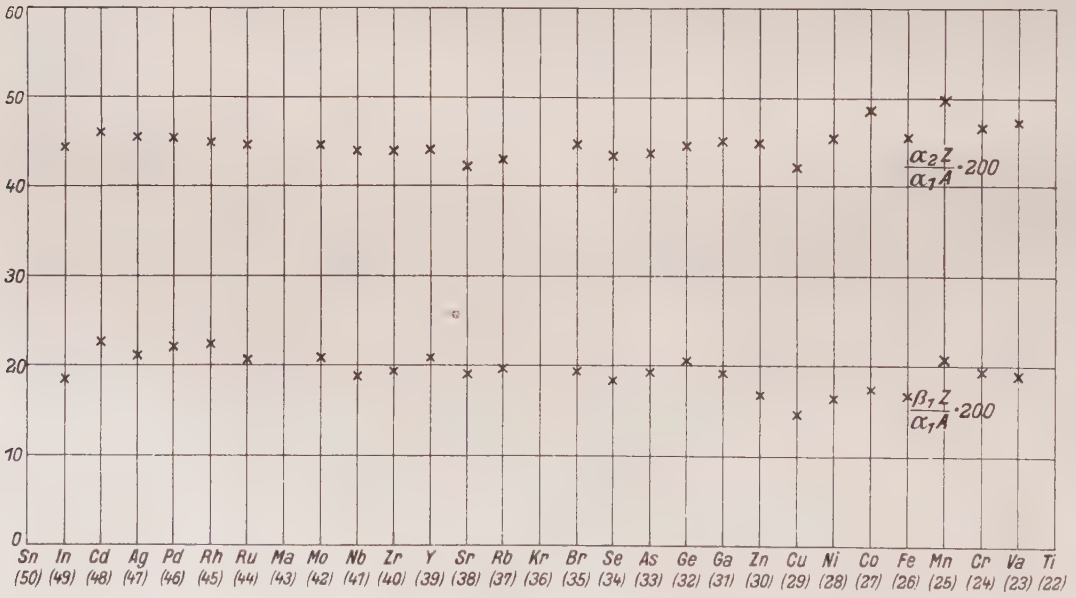

Bild 34.

in einem besonders gekennzeichneten Maßstabe das Verhältnis von $\frac{A}{Z}$ für jedes Element angeben, wobei unter A das Atomgewicht und unter Z die Ordnungszahl zu verstehen ist. Wenn auch bei Sr, Br und vor allem bei Cu Abweichungen vorhanden sind, so weisen doch die für das Intensitätsverhältnis von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ gemessenen Werte

einen Gang auf, der mit den entsprechenden Werten von $\frac{A}{Z}$ eine so auffallende Ähnlichkeit besitzt, daß dies kein Zufall zu sein scheint. Vielleicht läßt sich hierbei an eine Einwirkung der im Atomkern befindlichen neutralisierten Elektronen denken.

Bild 34 zeigt die Endergebnisse der Messungen von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ und $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ mit dem Faktor $\frac{Z}{A} \cdot 200$ multipliziert. Wie die Figur erkennen läßt, sind hierdurch die Schwankungen, besonders der $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$-Werte, kleiner geworden als bei den in Bild 33 dargestellten Endwerten von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ und $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$.

Besonders auffallend ist in Bild 33 u. 34, daß die gleichen Schwankungen, die für das Verhältnis $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ gemessen wurden, im allgemeinen auch bei den Messungen von $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ auftreten und daß diese Schwankungen umgekehrt proportional dem Intensitätsverhältnis der Linien sind, so daß das Verhältnis von $\frac{\alpha_2 - \beta_1}{\alpha_1} \cdot 100$ den konstanten Wert von etwa 27,5 annimmt, wenigstens in dem Gebiet von Jn bis Rb, wo sich der Einfluß des Ganges zwischen photographischer Schwärzung und Ionisation kaum geltend macht, weil er durch den in umgekehrter Richtung wirkenden Einfluß der Elektronenausbeute α (vgl. S. 143 und 148) auf den kurzwelligeren Seiten der Ag- und Br-Absorptionsbandkanten etwa kompensiert wird. Die linear steigende Tendenz der Werte von $\frac{\alpha_2 - \beta_1}{\alpha_1} \cdot 100$ nach Elementen niedrigerer Ordnungszahl hängt vielleicht nur mit dem Gang zwischen Schwärzung und Ionisation zusammen[1]). Bild 35 zeigt die Werte von $\frac{\alpha_2 - \beta_1}{\alpha_1} \cdot 100$.

Wenn man annimmt, daß das Intensitätsverhältnis von $\frac{\alpha_2 - \beta_1}{\alpha_1}$ konstant ist, so wäre damit ein Weg gegeben, das Verhältnis von Schwärzung zu Ionisation in einem gewissen Spektralbereich zu bestimmen.

In Bild 36 werden die mit dem Faktor $\frac{Z}{A} \cdot 200$ multiplizierten Werte von $\frac{\alpha_2 - \beta_1}{\alpha_1}$ wiedergegeben.

Ein Vergleich mit den in Bild 35 auf S. 160 eingetragenen Endwerten $\frac{\alpha_2 - \beta_1}{\alpha_1} \cdot 100$ zeigt hier den ausgleichenden Einfluß dieser Korrektur vielleicht noch etwas deutlicher als bei den Werten von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ und $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ in Bild 34. Ob aber der Einfluß der im Atomkern neutralisierten Elektronen noch über den M-Ring hinausreicht, ist sehr fraglich, da das Intensitätsverhältnis von $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ keine Abhängigkeit von $\frac{A}{Z}$ mehr zeigt, jedenfalls nicht in demselben Maße wie $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ bzw. $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$.

Während die Kurve der Messungen von $\frac{\beta_2}{\alpha_1} \cdot 400$, die in Bild 37 dargestellt ist, einen ziemlich gleichmäßigen glatten Verlauf zeigt, treten bei den Messungen von $\frac{\beta_2}{\beta_1} \cdot 100$, die in Bild 31 auf S. 155 enthalten sind, im Bereich der Elemente Jn bis Mo Schwankungen auf, die offenbar in der Hauptsache auf die Schwankungen

[1]) R. Berthold: Ann. Phys. Bd. 76, S. 409. 1925.

des Intensitätsverhältnisses von $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$ zurückzuführen sind. Auch dieser Umstand scheint auf einen Einfluß der im Atomkern neutralisierten Elektronen auf das relative Intensitätsverhältnis der Linien hinzudeuten.

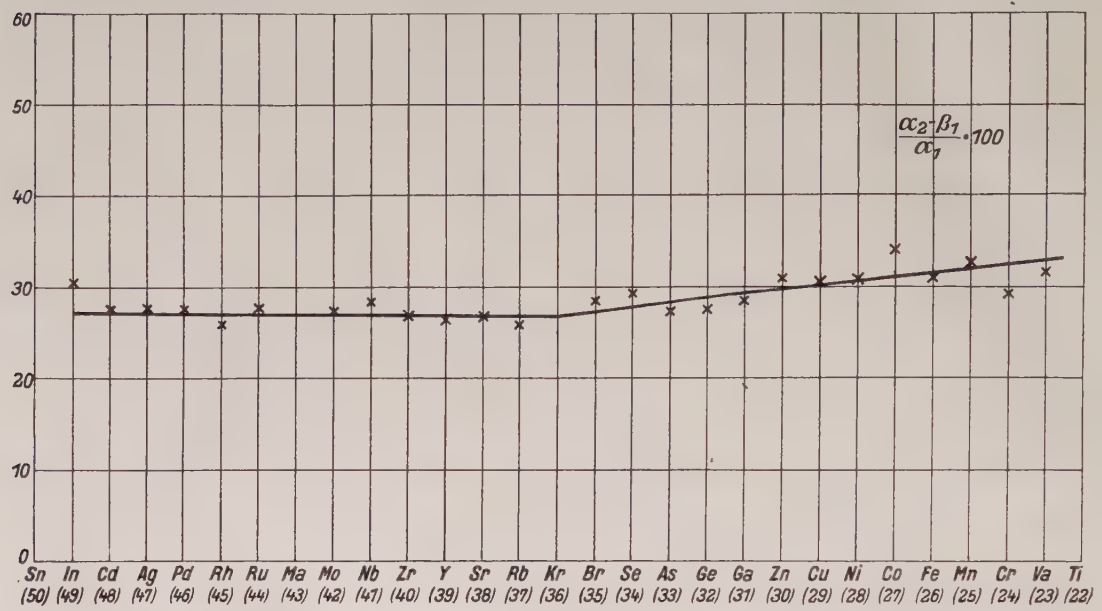

Bild 35.

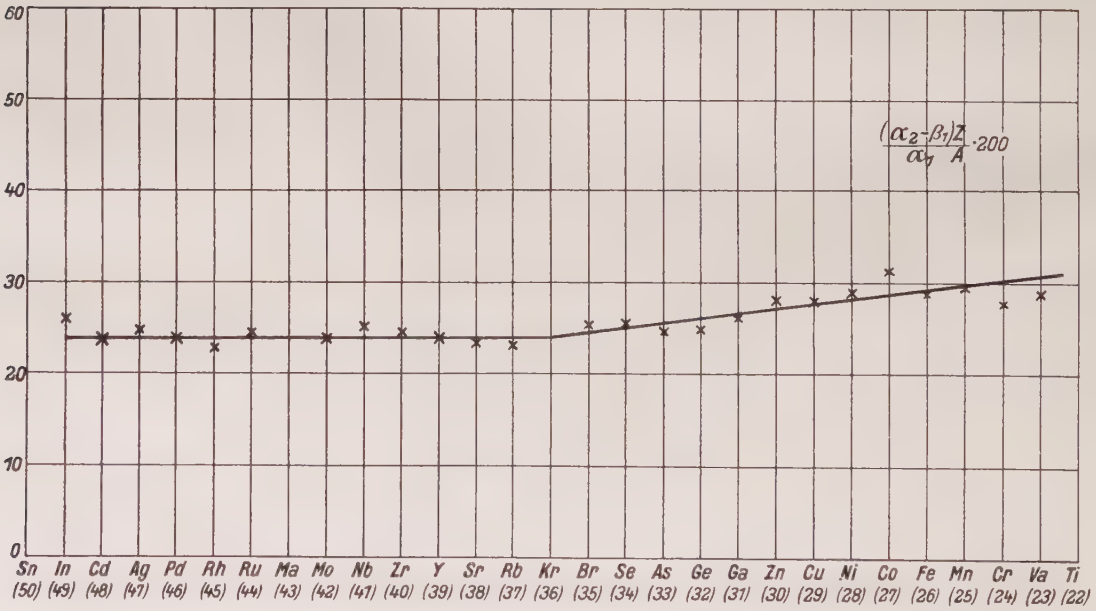

Bild 36.

Bei den Messungen von $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$, bei denen es sich um Elektronenübergänge vom N_{II}- bzw. N_{III}- zum K-Niveau handelt, fällt die kontinuierliche Zunahme der Intensität der β_2-Linie, anscheinend mit dem Element Ga beginnend, sofort auf. Nach

dem Bohr-Sommerfeldschen Schema für die Elektronengruppen in Abhängigkeit von der Ordnungszahl, wäre eine Änderung des Intensitätsverhältnisses von $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ bei Ga in der Tat zu erwarten, da hier das erste Elektron im N_{II}-Niveau, aus dem in Verbindung mit dem N_{III}-Niveau die β_2-Linien der K-Serie entstehen, eingebaut wird. Leider enthielt das für die Aufnahmen der Ga-Linien verwandte Präparat nicht so viel Ga, daß die Intensität der Strahlung ausreichte, um die Schwärzung der β_2-Linie zu messen.

Es wäre ferner analog den Messungen von $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$, wo es sich um Elektronenübergänge aus voll besetzten Niveaus handelt, zu erwarten, daß das Intensitätsverhältnis von $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ von Kr an nach Elementen höherer Ordnungszahl konstant bliebe, da bei Kr der Einbau der Elektronen im N_{II}- und N_{III}-Niveau vollendet ist. Tatsächlich ist aber aus dem Bild 37 zu ersehen, daß die Intensität der β_2-Linie mit der Ordnungszahl auch über Kr hinaus noch kontinuierlich zunimmt, was allerdings im allgemeinen

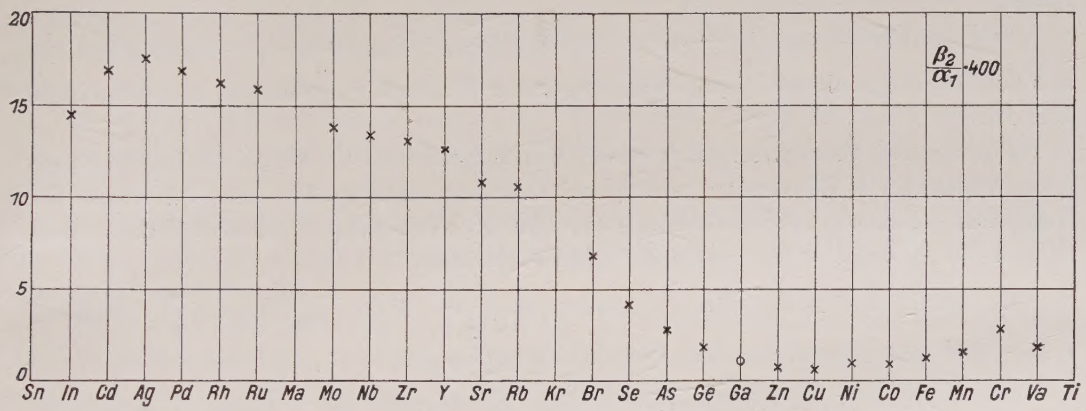

Bild 37.

schon bekannt war. Auffallend jedoch ist die Abnahme der Intensität der β_2-Linie bei In. Das Fortbestehen der β_2-Linie, auch nachdem das N_{II}-Niveau nicht mehr besetzt ist, ist so zu deuten, daß dies Niveau im angeregten Zustande vorübergehend besetzt ist und daß diese Linie dann nach der Siegbahnschen Bezeichnung eine „halboptische Linie" darstellt.

Diese Deutung erklärt aber nicht die Tatsache der Wiederzunahme der Intensität der β_2-Linie nach Elementen niedrigerer Ordnungszahl als Cu, wo sie ihren kleinsten Intensitätswert im Vergleich zur α_1-Linie erreicht. Man kann vielleicht annehmen, daß für die Intensität und Entstehung der β_2-Linie bei Elementen von niedrigerer Ordnungszahl als Cu (29) auch die Besetzungen der weiter im Atominnern gelegenen äußeren M-Niveaus von Bedeutung sind, bei Elementen mit höherer Ordnungszahl als Kr (36) auch die äußeren N-Niveaus.

Bei der β'-Linie, die bei Mn, und bei der α_3-Linie, die bei Mn, Cr und Va gemessen wurden, handelt es sich um Linien, die ihre Entstehung anderen Ursachen verdanken als die 4 Hauptlinien der K-Serie. Da die Erörterung der letztgenannten Messungen über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinausgehen würde, so sei hier lediglich auf das Ergebnis dieser Messungen hingewiesen.

Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren angegeben, welches es ermöglicht, die photographische Methode der Aufnahmen von Röntgenspektren zu quantitativen Intensitätsmessungen zu verwenden.

Es ist das relative Intensitätsverhältnis der K-Linien des Röntgenspektrums bei den Elementen Jn bis Va untersucht worden.

Durch die Untersuchungen wurde bestätigt, daß das Verhältnis von $\alpha_1 : \alpha_2$ im wesentlichen dem theoretisch geforderten Wert 2 : 1 entspricht.

Für das Verhältnis von $\alpha_1 : \beta_1$, worüber theoretische Angaben nicht bekannt sind, wurde im wesentlichen der Wert 4 : 1 gefunden.

Innerhalb der Intensitätsverhältnisse von $\alpha_1 : \alpha_2 = 2 : 1$ und $\alpha_1 : \beta_1 = 4 : 1$ wurden kleine Schwankungen gemessen, die mit der Verhältniszahl $\frac{A}{Z}$ im Zusammenhang zu stehen scheinen.

Bei dem Verhältnis von $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ wurde eine Abhängigkeit in diesem Sinne nicht gefunden.

Für das Verhältnis $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ wurde, wahrscheinlich beim Element Ga beginnend, ein mit der Ordnungszahl kontinuierlich steigender Wert für β_2 gefunden, mit Ausnahme von In.

Für die bei Elementen niedrigerer Ordnungszahl als Cu schon halboptische β_2-Linie wurde nach Elementen niedrigerer Ordnungszahl wieder eine Zunahme der Intensität gefunden, die bei Cr scheinbar den höchsten Wert erreicht und dann nach Elementen niedrigerer Ordnungszahl wieder abnimmt.

Es wurde das Intensitätsverhältnis von $\frac{\beta'}{\beta_1}$ bei Mn, das Intensitätsverhältnis von $\frac{\alpha_3}{\alpha_1}$ bei den Elementen Mn, Cr und Va gemessen.

Die Spannung am Röntgenrohr betrug bei allen für die vorliegende Arbeit gemachten Spektralaufnahmen 33 kV, der Röhrenstrom 4—6 mA.

Die vorliegende Arbeit wurde in der Zeit vom Herbst 1925 bis Ende Juli 1928 im Physikalischen Laboratorium des Wernerwerkes der Firma Siemens & Halske Aktiengesellschaft, Berlin-Siemensstadt, ausgeführt. Die Firma stellte mir in entgegenkommendster Weise alle zur Ausführung der Arbeit benötigten Mittel zur Verfügung.

Es ist mir ein Bedürfnis, in erster Linie Herrn Direktor Dr. G. Grossmann an dieser Stelle dafür zu danken, daß er mir die Möglichkeit gab, die vorliegende Arbeit auszuführen.

Ferner danke ich Herrn Dr. K. W. Hausser, dem Leiter des Laboratoriums, für die Anregung zu dieser Arbeit und seine vielfachen wertvollen Hinweise bezüglich der Ausführung derselben.

Zu besonderem Danke bin ich Herrn Dr. O. Berg verpflichtet, der mich in das Gebiet der Röntgenspektroskopie einführte und mich bei der Ausführung der Arbeit sowie bei der Konstruktion der in der vorliegenden Arbeit verwandten Apparate durch seine freundlichen Ratschläge weitgehend unterstützte.

Schließlich möchte ich nicht verfehlen, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. von Laue für sein förderndes Interesse an der Arbeit meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Lebenslauf.

Am 23. Januar 1892 wurde ich, Heinrich August Theodor Meyer, als Sohn des 1903 verstorbenen Realgymnasialdirektors Dr. Meyer zu Langenberg (Rhld.) geboren. Nach dem Besuche verschiedener höherer Lehranstalten legte ich Ostern 1914 am König-Wilhelms-Gymnasium zu Höxter a. d. Weser die Reifeprüfung ab und studierte dann an der Universität Münster Mathematik und Physik. Nach Ausbruch des Krieges entschloß ich mich jedoch, das Studium aufzugeben und Offizier zu werden.

Nach beendigter militärischer Ausbildung, die ich zunächst in Münster, dann in Altdamm bei Stettin genoß, kam ich im Dezember 1915 ins Feld und habe dann im Bereich der Heeresgruppe Hindenburg, später der 8. und 10. Armee, bis zur Beendigung des Krieges an den Kampfhandlungen auf dem östlichen Kriegsschauplatz teilgenommen, wobei ich mit dem Eisernen Kreuz II. und I. Klasse sowie mit dem Lippischen Kriegsverdienstkreuz II. und I. Klasse ausgezeichnet wurde.

Im Dezember 1918 verheiratete ich mich mit Lore Blass, einer Tochter des 1920 verstorbenen Fabrikanten Alexander Blass aus Bramsche bei Osnabrück. Im August 1920 wurde in dieser Ehe eine Tochter geboren.

Nach erfolgter Demobilmachung meines Feldtruppenteiles verblieb ich noch bis zum April 1920 im aktiven Heeresdienst, und zwar zunächst als Adjutant der Train-Abteilung Nr. 2 in Altdamm, dann als Ordonnanzoffizier beim Abwicklungsamt des II. A.-K. in Stettin. Aus Gesundheitsrücksichten in Verbindung mit dem Friedensvertrag war ich jedoch gezwungen, im April 1920 um meinen Abschied aus dem Heeresdienst zu bitten, der mir am 9. April 1920 mit der Verleihung des Charakters als Oberleutnant erteilt wurde.

Ich wurde dann, da ich wegen einer Kriegsbeschädigung versorgungsberechtigt war, beim Reichsarchiv — Zweigstelle Spandau — angestellt. Da ich dort jedoch wegen meines geringen Dienstalters als Offizier in absehbarer Zeit keine Aussicht auf Versetzung in eine gehobenere Stellung hatte, entschloß ich mich, ganz aus dem Staatsdienst auszuscheiden und nahm im S.-S. 1923 mein Vorkriegsstudium wieder auf, wobei ich mich dann hauptsächlich dem Studium der Physik zuwandte.

Die ordnungsmäßige Durchführung meines Studiums wurde mir jedoch durch die Inflation unmöglich gemacht. Da ich in erster Linie für den Lebensunterhalt meiner Familie zu sorgen hatte, trat ich im September 1923 bei der Firma Siemens & Halske, Berlin-Siemensstadt, ein. Wenn mir auch die Firma in entgegenkommendster Weise Gelegenheit gab, mein Studium zu beenden, vor allen Dingen die vorgeschriebenen Praktika zu besuchen und danach im Physikalischen Laboratorium des Wernerwerkes eine Doktorarbeit anzufertigen, so wurden meine theoretischen Studien doch durch die besonderen Verhältnisse, die mir den regelmäßigen Besuch von Vorlesungen unmöglich machten, sehr gehemmt.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren: Richard Becker, Bennewitz, Bortkiewicz, Busz, Dessoir, Ehrenberg, Einstein, Gehrke, Goldschmidt, Grotrian, Grüneisen, Henning, Hettner, Fritz Jaeger, Jakobsthal, Jentzsch, Killing, Koppelmann, Ladenburg, v. Laue, Lewin, v. Lilienthal, Maier, F. F. Martens, Frl. Meitner, Paschen, Planck, Plassmann, Pringsheim, Salkowski, G. Schmidt, Erh. Schmidt, Sternfeld, Waetzoldt, Wehnelt, Weisenberg.